

ДЕФЕКТОСКОПИЯ

Журнал ежемесячный
Основан в феврале 1965 года
Екатеринбург

№ 2
2022

СОДЕРЖАНИЕ

Акустические методы

- Н.П. Алешин, Л.Ю. Могильнер, Н.А. Щипаков, А.Г. Кусый, В.В. Тишкин, М.Н. Дегтярев.** Об использовании пазов для моделирования трещин при ультразвуковой дефектоскопии 3
- В.Г. Шевалдыкин, А.А. Самокрутов.** Цифровая фокусировка апертуры при зондировании объекта контроля всеми элементами антенной решетки в одном цикле излучение—прием 13
- Хунвэй Ху, Цзя Тиан, Хуице Цэн, Сяофэн Юй, Сянхун Ван.** Ультразвуковой метод определения ориентации углеродных нанотрубок при использовании разреженного представления 28
- Абдулкадер Эль-Мир, Самер Эль-Захаб.** Оценка предела прочности при сжатии в самоуплотняющемся бетоне, подверженному циклическому замораживанию и оттаиванию, с использованием ультразвукового импульсного метода 41

Электромагнитные методы

- В.В. Дякин, О.В. Кудряшова, В.Я. Раевский.** Точные формулы напряженности магнитного поля внутри и вне однородного эллипсоидального магнетика во внешнем однородном в области магнетика поле 51
- В.В. Павлюченко, Е.С. Дорошевич.** Гистерезисная интерференция импульсного магнитного поля в прошедшей через металл волне 64

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-

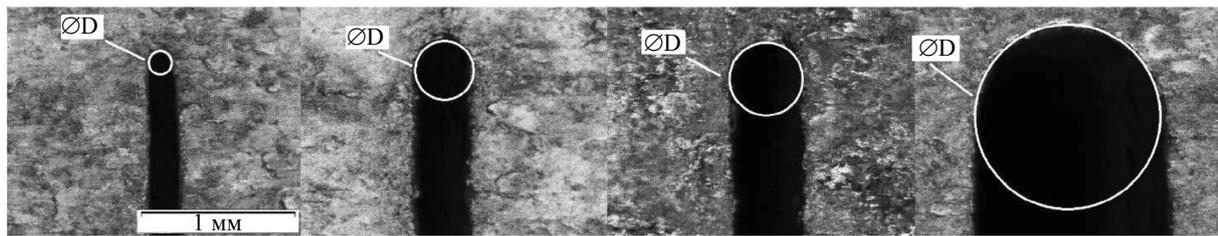


Рис. 1. Макрошлифы пазов раскрытием 0,14, 0,4, 1,0, 2,0 мм (слева направо).

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.

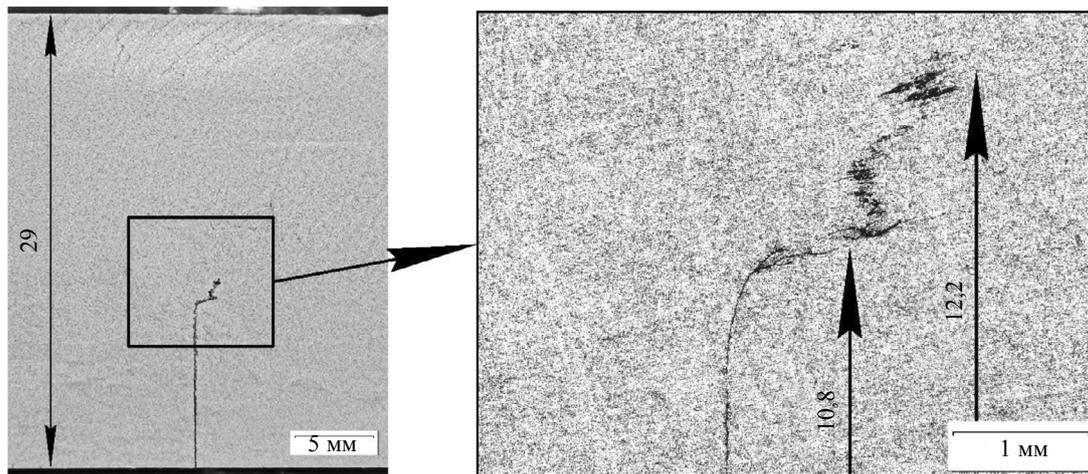


Рис. 2. Трещина раскрытием в острие не более 0,01 мм.

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.

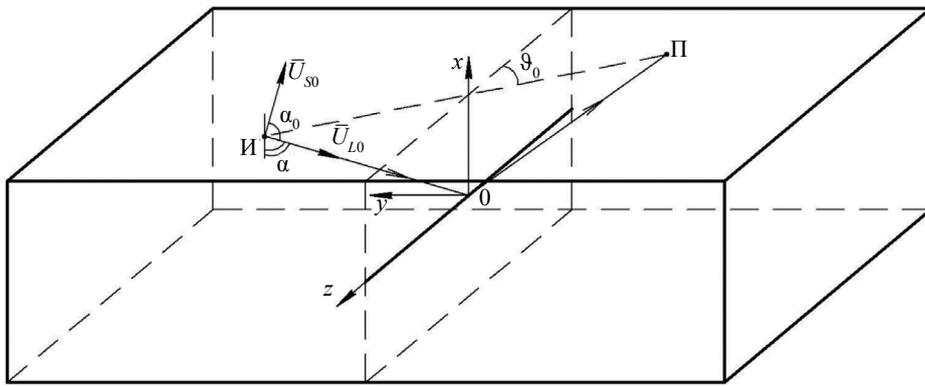


Рис. 3. Схема выявления острия трещины.

Трещины в сварных швах могут располагаться как вдоль или поперек оси сварного шва ($\vartheta_0 = 90^\circ$ или $\vartheta_0 = 0^\circ$ на рис. 3), так и под другими углами. Поэтому, как и в [7], рассмотрим рассеяние упругих волн при изменении ориентации мишени в диапазоне $0^\circ \leq \vartheta_0 \leq 90^\circ$, 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 $\mathbf{n} = (0, -\cos\vartheta_0; \sin\vartheta_0)$. При этом угол ϑ_0 изменяется в пределах $0 \leq \vartheta_0 \leq \frac{\pi}{2}$. 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

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

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).

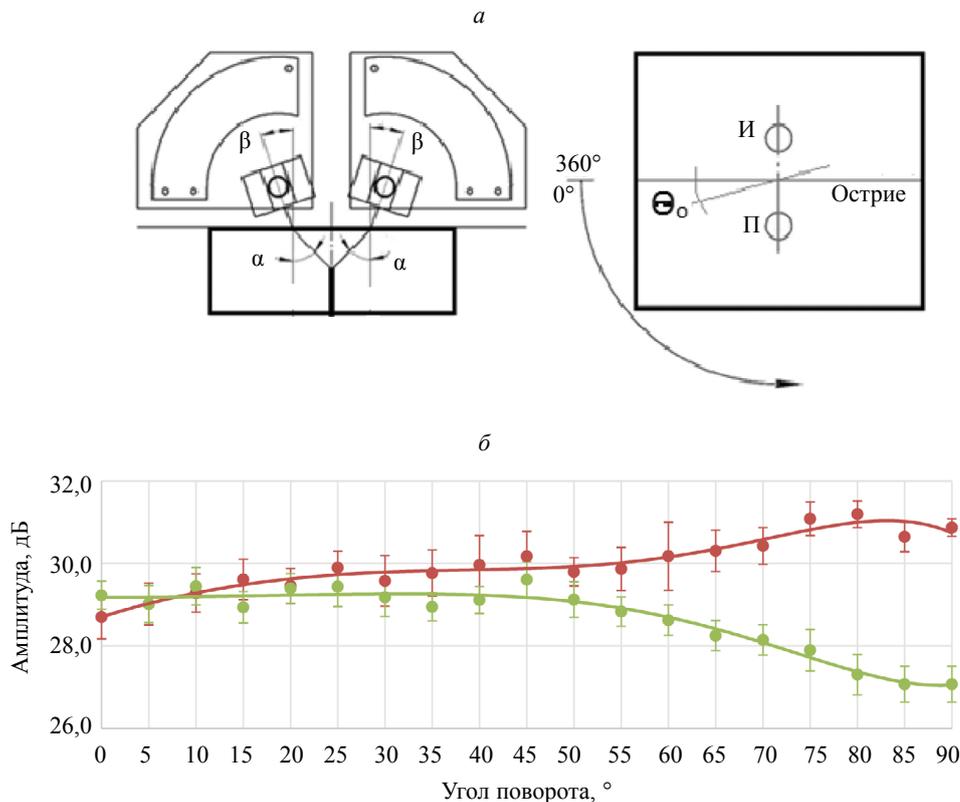


Рис. 4. Зависимость амплитуды сигнала от паза от ориентации пары «источник—приемник» [7]:
а — схема измерений; б — результаты измерений для углов ввода 57 и 65° .

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

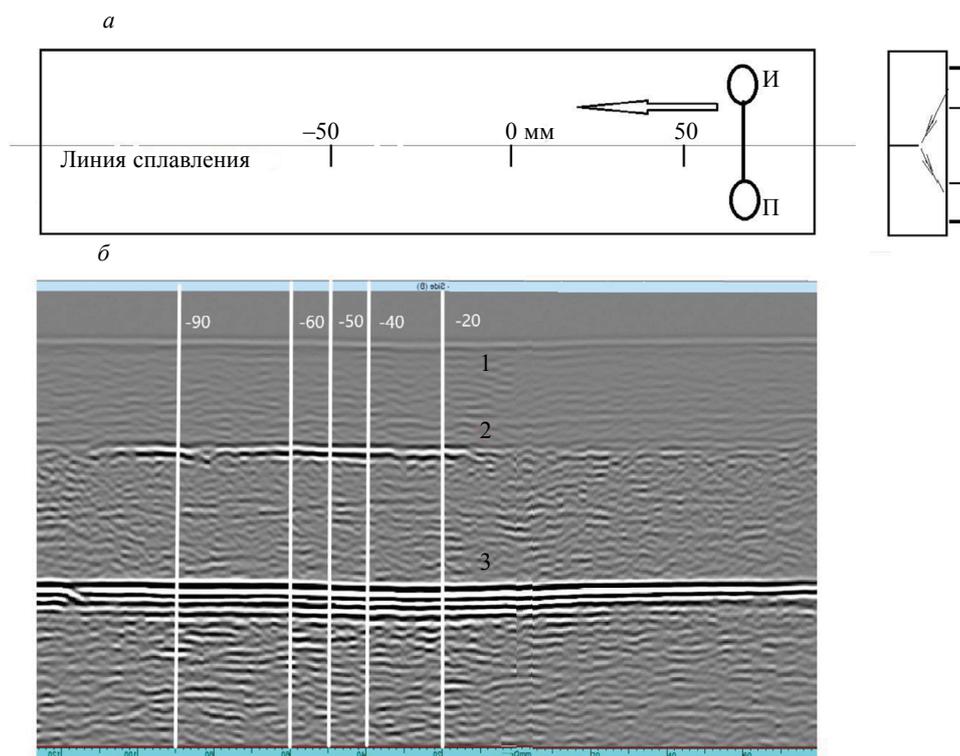


Рис. 5. Выявление трещины в продольном сварном шве:
 а — схема измерения; б — TOFD-изображение верхнего острия трещины.

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.

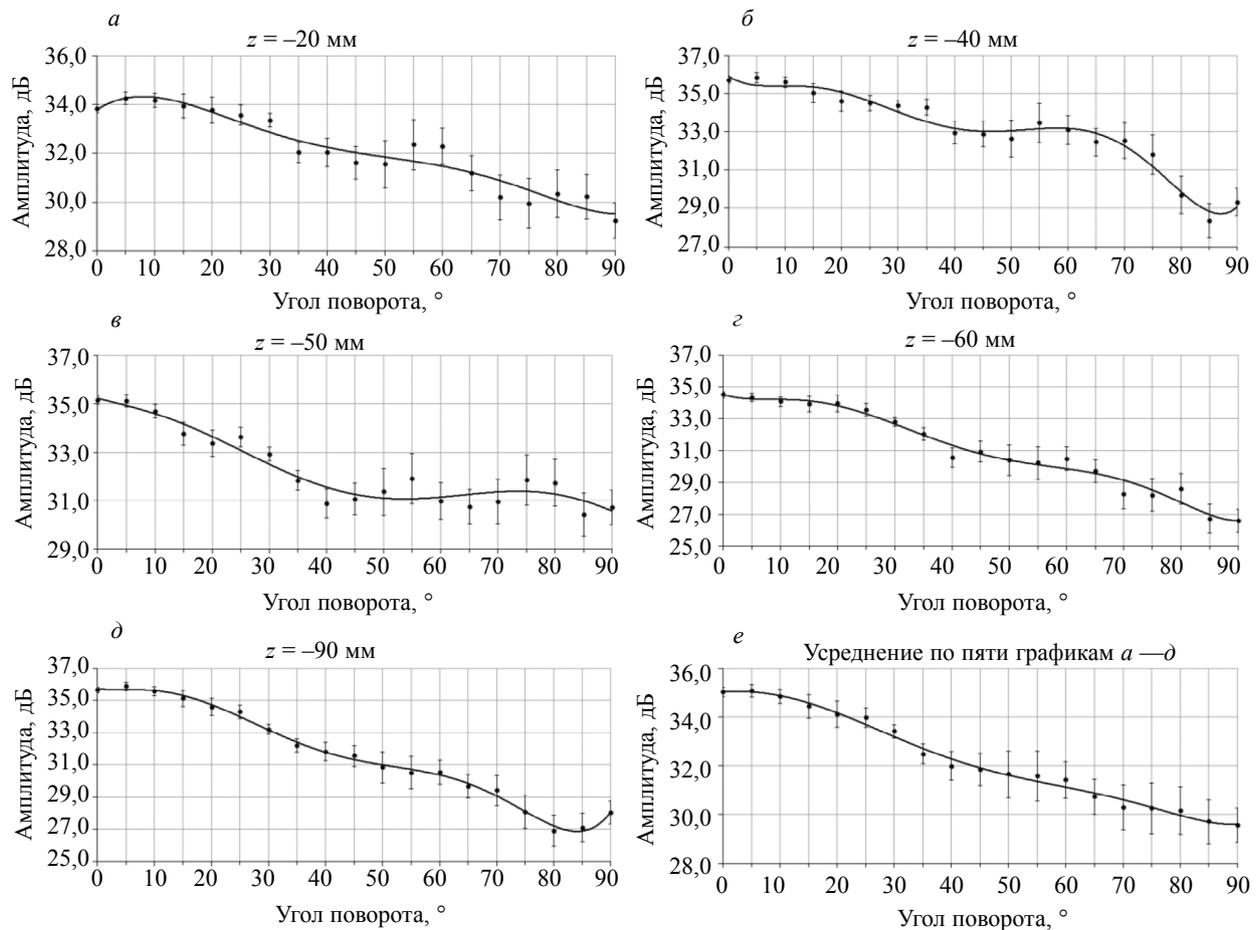


Рис. 6. Зависимость амплитуды сигнала от острия трещины от ориентации пары «источник—приемник»: графики, полученные в обозначенных точках z (a—d); справочное усреднение по всем пяти точкам острия трещины (e).

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 пазы, 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 пазы, 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 пазы, имитирующей 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.

ЦИФРОВАЯ ФОКУСИРОВКА АПЕРТУРЫ ПРИ ЗОНДИРОВАНИИ ОБЪЕКТА КОНТРОЛЯ ВСЕМИ ЭЛЕМЕНТАМИ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ В ОДНОМ ЦИКЛЕ ИЗЛУЧЕНИЕ—ПРИЕМ

© 2022 г. В.Г. Шевалдыкин^{1,*}, А.А. Самокрутов^{1,2}

¹ООО «Акустические Контрольные Системы», Россия 142712 Московская область, Ленинский район,
пос. Горки Ленинские, промзона «Технопарк», ул. Восточная, вл. 12, стр. 1

²Национальный исследовательский университет «МЭИ»,
Россия 111250 Москва, ул. Красноказарменная, 14

* E-mail: shev@acsys.ru

Поступила в редакцию 01.01.2022; после доработки 26.01.2022

Принята к публикации 26.01.2022

Изложен физический смысл метода визуализации путем нескольких посылок в объект зондирующих ультразвуковых волн с плоским фронтом в сравнении с методом цифровой фокусировки апертуры. Представлены результаты экспериментальных исследований по реконструкции томограмм этими методами визуализации из ультразвуковых данных, записанных при контроле металлических образцов с отражателями. Показано, что метод плоских волн позволяет получать изображения не только когда межэлементные задержки зондирующих импульсов обеспечивают генерацию реальных волн с плоским фронтом, но и при задержках, дающих виртуальный фронт волн, которые физически не существуют. Когерентное суммирование изображений, полученных при нескольких углах наклона волнового фронта, формирует томограмму, не значительно уступающую по качеству томограмме, реконструированной методом цифровой фокусировки апертуры. Но времени на сбор ультразвуковых данных требуется в несколько раз меньше, что важно для практических применений, в частности, при скоростном автоматизированном контроле.

Ключевые слова: ультразвуковой контроль, антенная решетка, томограмма, эхосигнал, цифровая фокусировка апертуры (ЦФА), плосковолновое изображение (ПВИ).

DOI: 10.31857/S0130308222020026

ВВЕДЕНИЕ

Для визуализации внутренней структуры металлических объектов, в частности сварных соединений, с целью поиска и оценки различных нарушений сплошности металла широко используют ультразвуковые (УЗ) дефектоскопы с антенными решетками (АР). Принципы действия этих приборов основаны на импульсном эхометод. Изображения в них формируются либо электронным управлением диаграммой направленности решетки (метод фазированной антенной решетки (ФАР)), либо вычислительным путем из массива эхосигналов, принятых элементами решетки от последовательного зондирования ими объекта контроля (ОК) [1]. Этот второй метод назван цифровой фокусировкой апертуры (ЦФА) [1, 2]. В зарубежной литературе его называют Total Focusing Method (TFM) [3].

Метод ЦФА по всем основным характеристикам, важным для УЗ контроля, превосходит метод ФАР [4]. Высокая чувствительность ЦФА к малоразмерным отражателям сочетается с наибольшей разрешающей способностью по всему полю изображения, которая ограничена только параметрами используемой АР. Авторы работы [5] метод TFM оценивают как эталонный. Однако высокие характеристики метода ЦФА достигаются ценой определенных затрат времени на излучение и прием УЗ сигналов из-за относительно небольшой скорости ультразвука в металлах. Это время при автоматизированном контроле определяет предел скорости механического сканирования ОК. При контроле объектов электромагнитно-акустической АР с импульсным подмагничиванием время активности решетки напрямую влияет на энергию, потребляемую системой подмагничивания и вызывающую ее нагрев. Поэтому актуален поиск путей уменьшения этого времени.

В медицинской аппаратуре УЗ диагностики сравнительно недавно стали применять метод плосковолнового изображения (ПВИ) (Plane Wave Imaging (PWI)) [6—9]. Суть его в зондировании ОК сразу всеми элементами АР с параллельным приемом эхосигналов в многоканальном приемнике. Зондирование проводят несколько раз с разными межэлементными задержками зондирующих импульсов для излучения волн с плоскими фронтами под разными углами наклона к поверхности ОК. Результирующее изображение получают когерентным суммированием отдельных изображений от разных «плоских» волн.

При реконструкции отдельных изображений для расчета траекторий распространения УЗ сигналов полагают, что визуализируемая область пациента облучается плоским волновым фронтом АР, а эхосигналы от отражателей малых волновых размеров возвращаются к элементам АР в виде волн со сферическим фронтом. Такой же принцип расчета времен пролета УЗ сигналов в ОК используют и авторы работ [5, 10—12], адаптируя метод РWІ к задачам неразрушающего контроля. Времена распространения УЗ сигналов на пути от АР до каждой визуализируемой точки ОК приравнивают к времени распространения плоского волнового фронта от апертуры АР до этой точки, т.е. до каждой такой точки путь УЗ сигнала — нормаль к фронту волны. Этот принцип основан на представлении, что волна с плоским фронтом — единственное волновое возмущение, распространяющееся в среде. Для дальней зоны АР это было бы справедливо, но не для ближней зоны.

При таком упрощении расчетов траекторий игнорируются все зондирующие сигналы, которые распространяются к точкам визуализации не по нормальям к волновому фронту, хотя сигналы реально существуют. Как результат, в каждую точку изображения вкладывается намного меньше информации о неоднородностях среды, чем при полном расчете времен по всем путям распространения зондирующих сигналов от каждого элемента АР к отражателям. Кроме того, протяженность плоского фронта зависит от угла его наклона относительно апертуры АР. Чем больше угол наклона, тем меньшая область среды озвучивается плоским фронтом, для которой упрощенный расчет оправдан. Например, при угле фронта (направлении его распространения) 60° протяженность его плоской части уменьшается до половины апертуры АР. Это ограничение отмечено также в работе [12].

Главная цель применения метода РWІ — уменьшение времени сбора УЗ данных при сохранении высокого качества изображений. В работе [5] показано, что качество изображений почти не уступает качеству метода TFM при количестве зондирований «плоскими» волнами порядка 20—50, что в несколько раз меньше количества элементов 128-элементной АР. Поскольку при TFM количество зондирований, как минимум, равно количеству элементов АР, то использование РWІ позволяет ускорить работу визуализирующей аппаратуры.

Однако по результатам работы [5] трудно сделать достоверный вывод о том, что качество суммарного изображения, полученного методом РWІ, не уступает методу TFM. В ней экспериментально получали изображения методами TFM и РWІ на стальном образце с несколькими боковыми отверстиями, расположенными близко друг к другу. Из-за переотражений УЗ волн между отверстиями и от волн обегания-соскальзывания на изображениях присутствует множество артефактов, маскирующих разницу в качестве изображений от применения разных методов визуализации. Также не удачное сравнение изображений, построенных этими методами, проведено в статье [12], где почти все изображения получены на образцах из плексигласа, а на единственном стальном образце изображения реконструированы по данным от 68 положений АР на поверхности образца. В результате синтеза столь большой апертуры разница в качестве изображений почти не заметна.

Цель данной работы — сравнить изображения, реконструированные методом ЦФА, с изображениями метода ПВИ как с отдельными от однократного зондирования ОК, так и с суммой изображений от нескольких посылок в ОК «плоских» волн. Расчет траекторий УЗ сигналов для обоих методов визуализации производится здесь одинаково: от каждого излучающего элемента АР к визуализируемой точке среды и обратно к каждому приемному элементу решетки. Следовательно, для метода ПВИ понятие волнового фронта не используется. Метод ПВИ в данной работе исследуется в широком диапазоне межэлементных задержек, от нулевой (синфазное излучение) до величин, превышающих время пролета УЗ сигнала вдоль всей апертуры АР. При больших задержках никаких плоских волн образоваться не может. Термин «волновой фронт» используется в статье лишь для простоты изложения.

Качество изображений от методов ЦФА и ПВИ экспериментально исследуется на стальных образцах с одним боковым цилиндрическим отверстием (БЦО). Все изображения реконструируются при одном положении АР на поверхности ОК, т.е. без сканирования, чтобы наиболее отчетливо выделить различия в качестве изображений и максимально уменьшить причины их искажений, не связанные с методами визуализации.

ОТЛИЧИЯ ПРОЦЕССОВ ВИЗУАЛИЗАЦИИ ПРИ ПООЧЕРЕДНОМ И ОДНОВРЕМЕННОМ ЗОНДИРОВАНИИ ОБЪЕКТА ЭЛЕМЕНТАМИ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ

Особенности ультразвуковых данных и алгоритмов реконструкции

Метод ЦФА основан на поочередном зондировании ОК каждым элементом АР и параллельном приеме сигналов всеми элементами. В итоге получается набор независимых реализаций сигналов (А-сканов) от каждой пары элементов АР излучатель—приемник. Если в решетке N элементов, то в этом наборе $N(N-1)/2$ А-сканов вида $A_{ij}(t)$, где i, j — номера излучающего и приемного элементов АР соответственно, столько же А-сканов $A_{ji}(t)$ и N А-сканов от элементов в совмещенном режиме. Всего N^2 А-сканов [1, 2].

При реконструкции изображения в каждую его точку суммируются отрезки А-сканов, длительностью, равной длительности эхоимпульса, и временем задержки распространения УЗ сигнала между АР и визуализируемой точкой ОК. Выбираются отрезки из всех А-сканов со всеми временами задержки от ближайшей до самой дальней точке ОК.

Согласно принципу взаимности для каждой пары конкретных значений i и j $A_{ij}(t) = A_{ji}(t)$. Поэтому половину из них ($A_{ij}(t)$, или $A_{ji}(t)$) можно либо исключить из процесса реконструкции без потери информации, либо усреднить каждую пару, чтобы суммирование отрезков всех А-сканов происходило с одинаковым весом.

При зондировании ОК всеми элементами АР в одном цикле излучение — прием (при ПВИ) количество А-сканов в наборе равно N . В них присутствует вся та же информация об отражателях объекта, что и при поочередном зондировании. Каждый зондирующий сигнал от каждого элемента АР порождает эхосигналы, которые принимаются всеми элементами решетки. Поэтому в каждом А-скане аддитивно присутствуют импульсы эхосигналов от всех зондирующих сигналов, т.е. происходит их смешение.

Изображение реконструируется так же, как и при поочередном зондировании. Но из-за смешения эхосигналов из каждого А-скана необходимо выбирать отрезки с временами задержки для всех траекторий T распространения УЗ сигналов от всех излучателей к приемнику, от которого получен А-скан. В результате в изображении кроме полезных эхосигналов (принимаемых при поочередном зондировании) неизбежно отображаются «лишние» эхосигналы, вызывающие нефокусированные фантомные образы.

В наборе УЗ данных для ПВИ в каждом из N А-сканов присутствуют импульсы, равные которым есть в других А-сканах. Например, в А-скане $Ai(t)$ есть импульс s_{ji} , а в А-скане $Aj(t)$ — равный ему импульс s_{ij} . Но в А-скане $Ai(t)$ есть также импульс $s_{k,i}$, вызванный эхосигналом от излучателя с номером k . А в А-скане $Ak(t)$ — равный ему импульс $s_{i,k}$. И еще в $Ai(t)$ есть импульсы от всех остальных излучателей решетки. И также в А-сканах от других приемных элементов. Поэтому из каждой пары взаимно обратимых траекторий T_{ij} и T_{ji} согласно принципу взаимности нужно использовать только одну.

Независимо от способа зондирования ОК, зондирующие сигналы и эхосигналы от отражателей распространяются в среде одинаково по одним и тем же траекториям. Например, от элемента АР с номером i к некоторому отражателю и обратно к элементу с номером j УЗ сигнал распространяется по траектории T_{ij} одинаково и независимо от других УЗ сигналов и от межэлементных задержек. Независимость обеспечивается линейностью среды и принципом суперпозиции. Поэтому в любом случае времена задержки эхосигналов рассчитываются одинаково, исходя только из длины траектории и скорости ультразвука в среде, без применения понятия «плоского волнового фронта».

Сравнение процессов визуализации на простейшей модели

Пусть АР состоит из двух элементов, а ОК в виде полупространства содержит один ненаправленный отражатель, произвольно расположенный относительно АР. На рис. 1 представлена схема траекторий распространения УЗ сигналов в ОК и вид наборов А-сканов, принятых АР при поочередном и одновременном зондировании.

Очевидно, что при поочередном зондировании (рис. 1б) каждый А-скан содержит один импульс с временем задержки, пропорциональным длине траектории УЗ сигнала от излучателя к отражателю и обратно к приемнику. Задержки импульсов в А-сканах $A_{2,1}(t)$ и $A_{1,2}(t)$ равны, т.к. соответствующие им УЗ сигналы прошли по одной и той же траектории, но в противоположных направлениях.

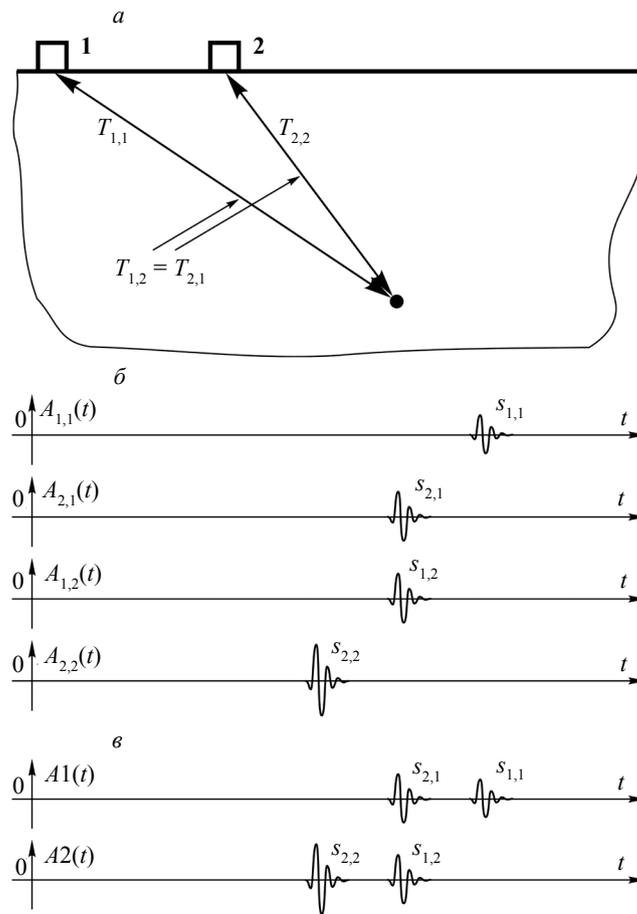


Рис. 1. Траектории распространения ультразвуковых сигналов от элементов антенной решетки к отражателю и обратно (а), осциллограммы А-сканов, принятых элементами решетки при поочередном зондировании (б) и при одновременном зондировании (в).

При одновременном зондировании (рис. 1в) в каждом А-скане есть два импульса, по одному от каждого элемента, пославшего зондирующий импульс в ОК. Видно, что в этом случае в А-сканах присутствуют все те же импульсы, что и при поочередном зондировании ОК, т.е. вся информация об отражателе присутствует. Но импульсы от каждого излучателя смешаны при приеме. Импульсы на выходе первого приемника (А-скан $A1(t)$ на рис.1в) принадлежат траекториям $T_{2,1}$, $T_{1,1}$ (слева направо по рис. 1в), импульсы в А-скане $A2(t)$ — траекториям $T_{2,2}$, $T_{1,2}$.

При поочередном зондировании на изображении (рис. 2а) от каждого А-скана прорисовываются по одной линии, т.к. в каждом А-скане только один импульс. Линии составлены из точек, для которых время задержки равно времени пролета УЗ сигнала по траектории к выбранной точке в ОК. На изображении (см. рис. 2а) только три линии, т.к. А-сканы $A_{2,1}(t)$ и $A_{1,2}(t)$ одинаковы, и от них в изображение попадает один импульс. Линии от импульсов $s_{1,1}$ и $s_{2,2}$ в А-сканах $A_{1,1}(t)$ и $A_{2,2}(t)$ — это части окружностей с центрами в точках с координатами элементов решетки. Линия от импульса $s_{2,1}$ в А-скане $A_{2,1}(t)$ (или от усредненных $A_{2,1}(t)$ и $A_{1,2}(t)$) — часть эллипса с фокусами в точках с координатами элементов. Линии пересекаются в одной точке с координатами расположения отражателя.

При одновременном зондировании изображение состоит из 6 линий (рис. 2б). Происхождение этих линий следующее. При реконструкции изображения сначала из А-скана $A1(t)$ выбираются отрезки с временами задержки для траекторий УЗ сигналов $T_{2,1}$. В результате на изображении прорисовываются две линии эллиптической формы с фокусами в точках, где расположены элементы: одна проходит через точку с координатами отражателя, поскольку в $A1(t)$ первый по времени импульс $s_{2,1}$ — УЗ сигнал, реально прошедший по траектории $T_{2,1}$, вторая линия дальше первой, т.к. второй импульс $s_{1,1}$ дальше по времени. Обозначения линий на изображении (см. рис. 2б)

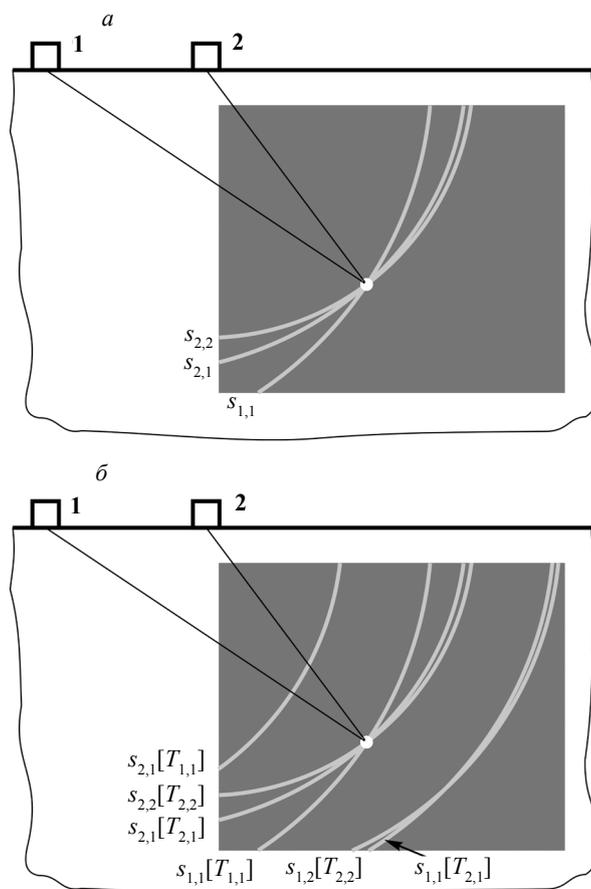


Рис. 2. Изображения с образом одиночного отражателя, реконструированные в результате поочередного зондирования ОК элементами антенной решетки (а) и одновременного зондирования (б).

составлены из обозначения импульса и обозначения траектории в квадратных скобках, по времени задержки которой вычисляются положения всех точек линии на изображении.

Затем аналогично из А-скана $A1(t)$ производятся выборки для траекторий $T_{1,1}$. На изображении прорисовываются тоже две линии — части окружностей с центром в точке первого элемента. Линия от первого по времени импульса в А-скане $A1(t)$ появляется левее точки с координатами отражателя из-за меньшего времени задержки, чем у второго импульса. А второй импульс — результат прохождения УЗ сигнала именно по траектории $T_{1,1}$. Поэтому линия от него проходит через точку с координатами отражателя.

Также производятся выборки отрезков из А-скана $A2(t)$ с временами задержки для траекторий $T_{2,2}$. В результате на изображении появляются еще две линии: одна от импульса $s_{2,2}$, проходящая через точку с координатами отражателя, другая от импульса $s_{1,2}$ правее по изображению. Выборки для траекторий $T_{1,2}$ не производятся, т.к. дополнительной информации об отражателе в изображении не добавляется.

Три линии, пересекающиеся в одной точке, формируют образ отражателя. Они полностью совпадают в обоих изображениях (ср. рис. 2а и 2б). Их расходящиеся вверх и вниз концы — обычные следы от эхосигналов отражателя, которые всегда присутствуют на изображениях приборов с АР. Только при большом количестве элементов АР их множество, но они намного меньше амплитуды образа отражателя и слабо видны. Поскольку в точке пересечения линий отрезки А-сканов суммируются в фазе, то даже на данном изображении от 2-элементной решетки амплитуда образа отражателя выше амплитуды следов примерно в 3 раза. Конечно, в аппаратуре в каждую точку изображения выводится не просто сумма отрезков А-сканов, а протектированный каким-либо способом результат в виде точки, цвет или яркость которой соответствует суммарному уровню сигнала, накопленного в этой точке. Другие три линии на изображении (см. рис. 2б) — неизбежные артефакты, вызванные смещением принятых эхосигналов в А-сканах.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Оборудование и методика экспериментов

Для экспериментов был взят стандартный образец (по современной терминологии «мера») СО-2, изготовленный из стали 20 по ГОСТ 1050—74. В качестве отражателя в нем использовали БЦО диаметром 6 мм. Для получения изображений с образом этого отражателя на разных глубинах антенную решетку устанавливали на каждую рабочую поверхность образца. В одном случае глубина центра БЦО была равна 15 мм, в другом — 44 мм.

Сбор УЗ данных проводили с помощью линейной 16-элементной АР М9170, рассчитанной на наклонное излучение и прием поперечных УЗ волн со средней частотой спектра 4 МГц. В этой решетке каждый элемент установлен на отдельную микропризму, расположенную в плане с шагом $p = 1,75$ мм. Средняя длина пути ультразвука в призмах 1,6 мм. Эффективный сектор обзора пространства решетки, определяемый диаграммой направленности элементов, составляет от 35 до 85° относительно нормали к рабочей поверхности АР [13].

Схема расположения АР на поверхностях образца СО-2 приведена на рис. 3. Расстояния между центром БЦО и центром апертуры решетки были выбраны так, чтобы координаты образов отверстия по горизонтальной оси X оказались бы равными круглым значениям миллиметров. Направления лучей, проведенных из центра апертуры АР на центры отверстий, отклонены от нормали к поверхности СО-2 на углы 65 и 43° при глубинах отверстий 15 и 44 мм соответственно.

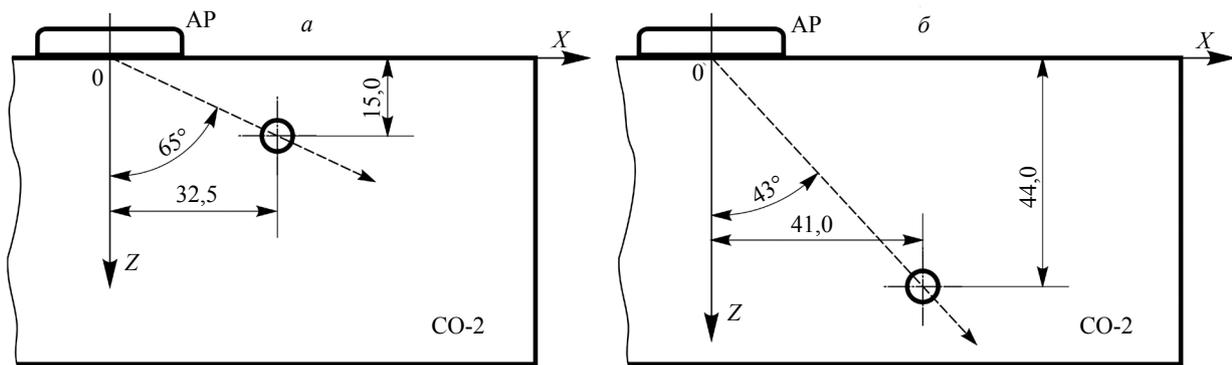


Рис. 3. Схемы взаимного расположения антенной решетки и бокового цилиндрического отверстия.

В обоих положениях АР относительно БЦО были записаны по 256 независимых реализаций эхосигналов от каждой пары элементов решетки излучатель — приемник при неизменных параметрах возбуждения элементов и усилении приемного тракта, т.е. были записаны полные (прямоугольные) матрицы УЗ данных [1, 3, 4, 14]. Из этих данных затем были реконструированы все представленные ниже изображения типа В.

При реконструкции изображений методом ЦФА использовали треугольные матрицы данных (половину реализаций от каждой пары элементов АР и реализации совмещенного режима), поскольку, как указано выше, это дает тот же самый результат, что и от полной матрицы. Это практически подтверждено в работе [14].

При реконструкции изображений методом ПВИ использовали полные матрицы исходных данных. Для создания набора данных для этого метода предварительно суммировали каждые 16 исходных реализаций, записанных от каждого приемного элемента АР, при зондировании ОК всеми 16-ю излучателями решетки. В результате получались 16 суммарных реализаций, полностью совпадающие с теми, которые могли быть получены при одновременном зондировании ОК всеми элементами АР с параллельным приемом сигналов 16-канальным приемником.

Для создания разных углов наклона волнового фронта суммирование исходных реализаций выполняли с введенными одинаковыми задержками между реализациями от соседних излучающих элементов АР. При шаге p АР 1,75 мм и скорости c_s поперечных волн в СО-2 3230 м/с для угла α наклона фронта, например, в 34° (округленно) требуется межэлементная задержка Δt , равная 300 нс,

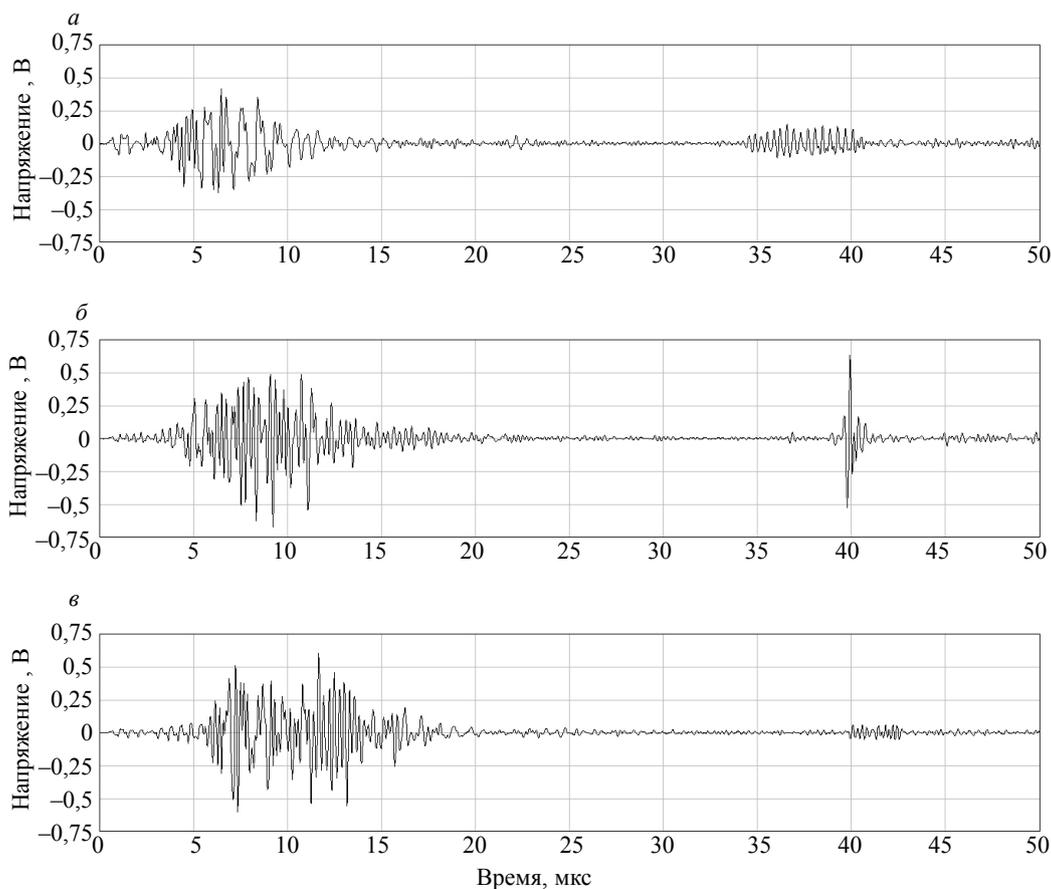


Рис. 4. Осциллограммы суммарных реализаций, принятых элементом № 7 антенной решетки, при зондировании образца всеми элементами с углами наклона волнового фронта 0° (а), 44° (б) и 76° (в).

для угла в 67° — 500 нс. Частота дискретизации исходных реализаций равнялась 40 МГц. Чтобы не использовать лишнее переквантование сигнала, конкретные значения межэлементных задержек выбирали кратными периоду дискретизации, т.е. 25 нс. Задержки вычисляли по следующей формуле:

$$\Delta t = \frac{p \cdot \sin \alpha}{c_s}$$

На рис. 4 для примера приведены суммарные реализации, полученные от приемного элемента № 7 АР при ее расположении на СО-2, показанном на рис. 3б. Если межэлементные задержки равны нулю, то угол наклона волнового фронта тоже равен нулю. Поскольку БЦО смещен по оси x на 41 мм от центра апертуры, то при нулевых задержках все эхосигналы от БЦО образуют пачку импульсов, занимающую интервал времени от 34 до 41 мкс (см. рис. 4а). При угле наклона фронта, равном 44° , направление распространения волны практически совпадает с направлением на отражатель. Поэтому все зондирующие сигналы достигают отражатель почти одновременно и, суммируясь, создают эхосигнал, в несколько раз превышающий амплитуду сигнала от одиночного зондирующего сигнала. При амплитуде импульсов возбуждения элементов АР 50 В и коэффициенте усиления приемного тракта порядка 80 (38 дБ) амплитуда одиночного эхоимпульса от БЦО составляла в среднем 80 — 100 мВ. Как видно из рис. 4б, амплитуда эхоимпульса здесь (момент времени 40 мкс) составляет около 650 мВ. Наклон фронта волны в 76° (см. рис. 4в) привел к тому, что эхосигналы оказались в основном в противофазе. И результирующая пачка импульсов в интервале от 40 до 42,5 мкс получилась с малой амплитудой. Колебания в осциллограммах на рис. 4 в интервале от нуля до 15—20 мкс — это собственные реверберационные шумы АР.

Все изображения реконструировали во временной области без использования методов компенсации ослабления сигналов от дифракционного расхождения УЗ лучей и от затухания ультразвука

в материале ОК. Не использовали также никаких возможностей цифрового расширения диаграмм направленности элементов АР. Все изображения построены из исходных «сырых» сигналов.

Результаты и их обсуждение

Образы отражателей, ненаправленных в плоскости визуализации, таких как БЦО, обычно очень компактные, если отражатели находятся не далее границы ближней зоны АР. В обоих случаях, показанных на рис. 3, БЦО находятся в ближней зоне АР [15]. На рис. 5 представлены томограммы образца СО-2 в зоне БЦО для этих случаев, построенные методом ЦФА. Координаты образов, естественно, не совпадают с координатами центров БЦО, поскольку зондирующие сигналы АР отражаются от цилиндрической поверхности отверстий.

На фиолетовом фоне этих изображений нет следов какого-либо равномерно распределенного шума по всему полю изображений. Таким шумом мог бы быть только структурный шум металла и тепловой шум приемного тракта. Материал образца СО-2 мелкоструктурный, и шум структуры в нем мал. Что касается шума приемника, то его уровень в изображениях как минимум ниже минус 45 дБ относительно амплитуд образов.

Все шумы этих изображений и фантомные образы вызваны собственным реверберационным шумом АР, сигналами нерабочих типов УЗ волн (продольных, головных, рэлеевских и т.д.) и, конечно, остаточными от реконструкции эллиптическими следами эхосигналов, отраженных от БЦО. Эти следы особенно хорошо заметны на рис. 5а в нижнем левом углу изображения. Их максимальный уровень, измеренный в точке $x = 20$, $z = 22$ мм, равен минус 22,3 дБ. Наибольший уровень из всех фантомных образов изображения, рис. 5а, у образа от волн обегания—соскальзывания, рассеянных отражателем. Координаты этого фантома: $x = 37,4$, $z = 15,2$ мм. Его амплитуда равна минус 18,3 дБ.

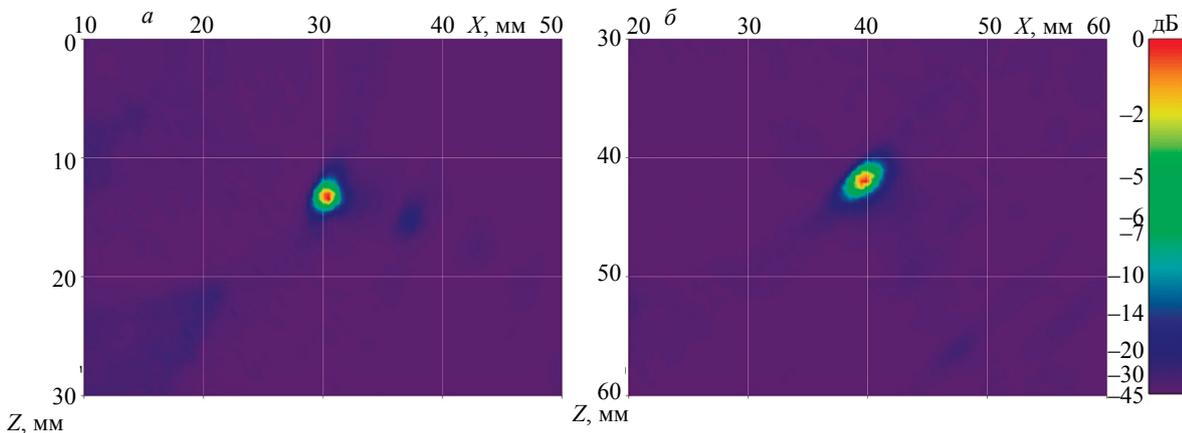


Рис. 5. Томограммы с образами боковых цилиндрических отверстий в СО-2, реконструированные методом ЦФА: а — БЦО на глубине 15 мм; б — 44 мм.

На изображении (рис. 5б) наибольшей амплитудой, равной минус 25,1 дБ, обладает фантом с координатами $x = 47,7$, $z = 56,2$ мм. Он наиболее вероятно образован сигналами поперечной волны, прошедшей по траектории от АР к донной поверхности СО-2, затем после трансформации в продольную волну к БЦО и далее снова поперечной волной в сторону решетки. Эллиптические следы эхосигналов от БЦО здесь не превышают уровень минус 26 дБ на расстоянии более 5 мм от образа отражателя.

Томограммы, реконструированные из реализаций от приемных элементов АР, в которых присутствуют эхосигналы от всех излучающих элементов, т.е. построенные методом ПВИ, рассмотрим сначала по отдельности для разных углов наклона плоского волнового фронта. Конечно, при поочередном зондировании и записи исходных реализаций от каждой пары элементов решетки никаких плоских волн в среде возникнуть не может. Но в силу принципа суперпозиции эффект плоских волн после суммирования исходных реализаций с сигналами от каждого излучающего элемента АР присутствует в полной мере.

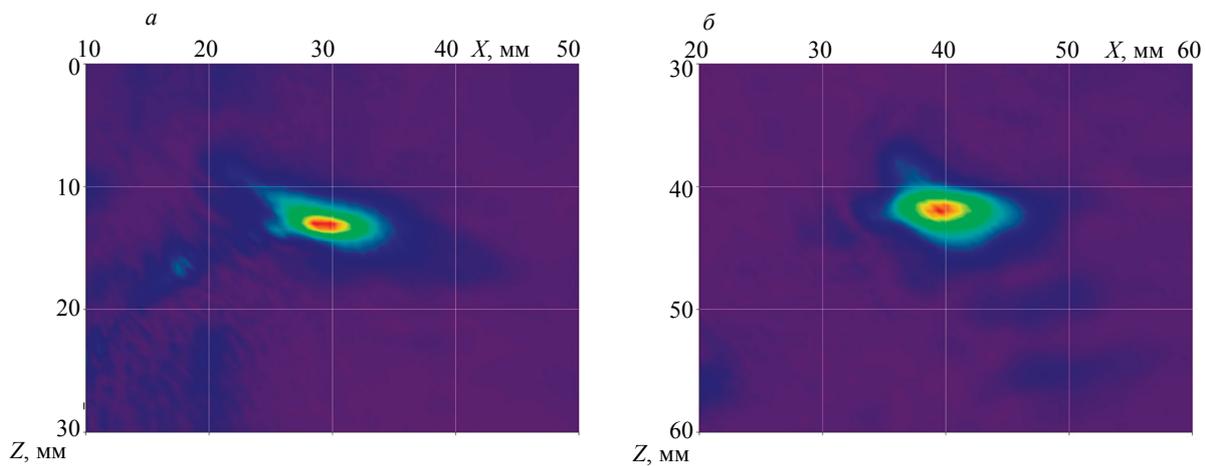


Рис. 6. Томограммы с образами боковых цилиндрических отверстий в СО-2, реконструированные методом ПВИ с межэлементными задержками Δt зондирующих сигналов, равными нулю:
a — на глубине 15 мм; *б* — 44 мм.

На рис. 6 представлены томограммы тех же случаев расположения БЦО в СО-2 (см. рис. 3) на глубине 15 и 44 мм, полученные методом ПВИ с межэлементными задержками Δt зондирующих сигналов, равными нулю. Очевидно, что при таких задержках фронт плоской волны должен быть параллелен апертуре АР, а направление его распространения точно по нормали к поверхности образца СО-2 в сторону донной поверхности. Но поскольку элементы решетки эффективно излучают УЗ сигналы только в секторе углов $35\text{--}85^\circ$, то в сторону отражателя даже при реальной одновременной посылке зондирующих импульсов элементами АР никакого фронта волны сформироваться не может. На отражатель последовательно будут падать импульсы от каждого элемента решетки.

Видно, что «лишние» зондирующие импульсы не только добавили фантомных образов в томограммы (рис. 6, в сравнении с рис. 5), но и сильно увеличили размеры образов БЦО. Причина этого в том, что при наклонном распространении зондирующих сигналов в направлении отражателя разность их времен падения на отражатель и также времен прихода эхосигналов к приемным элементам АР мала. Поэтому при реконструкции томограммы «лишние» эхосигналы просуммировались вблизи образа, формируемого основными эхосигналами.

Для анализа качества томограмм, получающихся при наклоне фронтов плоских волн в сторону отражателя, были реконструированы по 6 томограмм для каждой глубины БЦО (15 и 44 мм). Наклоны фронтов (или, что то же самое, направления их распространения) были выбраны в наиболее широком секторе углов, включающем направления 65 и 43° (см. рис. 3). Полученные изображения представлены на рис. 7 и 8. Общей закономерностью этих изображений является нарастание качества представления образа БЦО на фоне шума и фантомных образов от приближения угла α к значениям 65 и 43° для рис. 7 и 8 соответственно, т.е. к направляющим углам α_H БЦО [1]. Для направлений фронта, отличающихся от направления на отражатель на 15° и более, образ отражателя едва различим среди общего шума изображения, как, например, на рис. 7*a* или рис. 8*a*, 8*b* и 8*e*. А когда направление фронта почти совпадает с направлением на отражатель (рис. 7*d*, 8*z*), то качество изображения приближается к качеству от метода ЦФА. При точном совпадении углов фронта и направления на отражатель ($\alpha = \alpha_H$) получается почти точная фокусировка АР на этот конкретный отражатель (точная была бы при сходящимся фронте волны). Фокусируются на отражателе не только основные, но и большинство «лишних» эхосигналов. Обычно направление на отражатель не известно, причем, в зоне контроля может быть несколько отражателей. Поэтому зондировать ОК нужно несколько раз с разными направлениями фронтов волн в пределах сектора обзора зоны контроля.

На рис. 9*a* приведены графики абсолютных значений амплитуд образов БЦО в томограммах, представленных на рис. 7 и 8. За амплитуды образов в изображениях низкого качества, например, на рис. 7*b* или рис. 8*b* приняты средние значения амплитуд точек изображений в небольших зонах с центрами, совпадающими по координатам с образами на томограммах, полученных методом ЦФА (см. рис. 5).

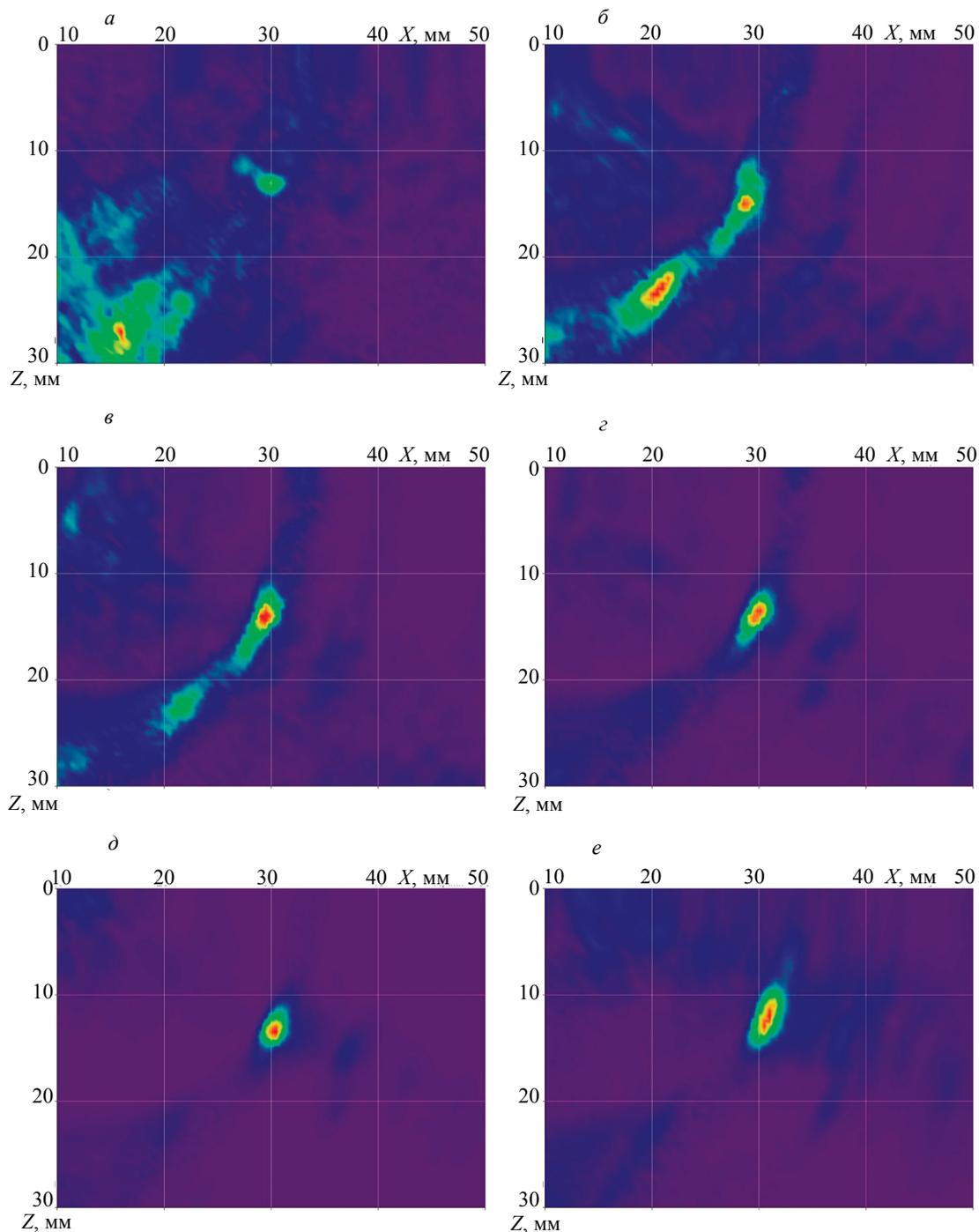


Рис. 7. Томограммы с образами боковых цилиндрических отверстий в СО-2 на глубине 15 мм, реконструированные методом ПВИ при разных направлениях распространения фронта плоской зондирующей волны:

a — под углом 40° ; $б$ — 52° ; $в$ — 56° ; $г$ — 61° ; $д$ — 67° ; e — 76° .

Из этих графиков видно, что амплитуда образа БЦО быстро уменьшается при отклонении угла фронта зондирующей волны от направляющего угла отражателя, что закономерно объясняется расфокусировкой «лишних» сигналов АР на этом отражателе. Это означает, что при суммировании изображений те из них, что получены при углах α , отличающихся на 5 и более градусов от α_H , будут давать существенно меньший вклад в суммарное изображение, чем изображение, полученное при $\alpha = \alpha_H$.

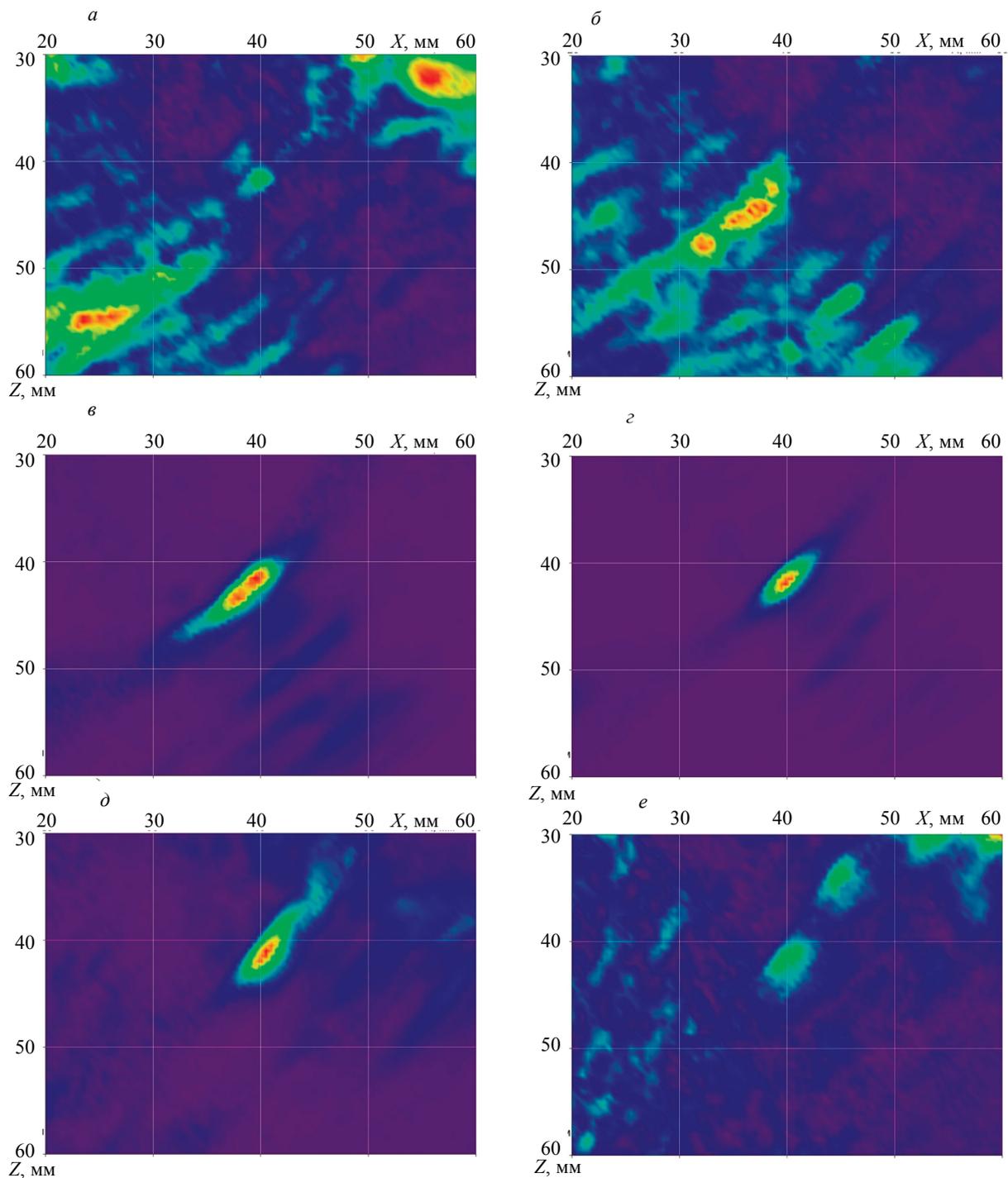


Рис. 8. Томограммы с образами боковых цилиндрических отверстий в СО-2 на глубине 44 мм, реконструированные методом ПВИ при разных направлениях распространения фронта плоской зондирующей волны: *a* — под углом 27°; *b* — 34°; *c* — 40°; *d* — 48°; *e* — 67°.

На рис. 10 изображены когерентные суммы шести томограмм для каждой глубины расположения БЦО, т.е. суммы изображений, представленных на рис. 7 и 8. Видно, что суммарные изображения ненамного уступают по качеству томограммам на рис. 5. Образы БЦО, если оценивать их по уровню минус 10 дБ от амплитуды (голубой цвет на шкале уровней), увеличены по фронту примерно на 25 %, по наклонной дальности («по лучу») — менее чем на 10 %. Несфокусированные следы эхосигналов от БЦО эллиптической формы стали более заметны, увеличилось количество

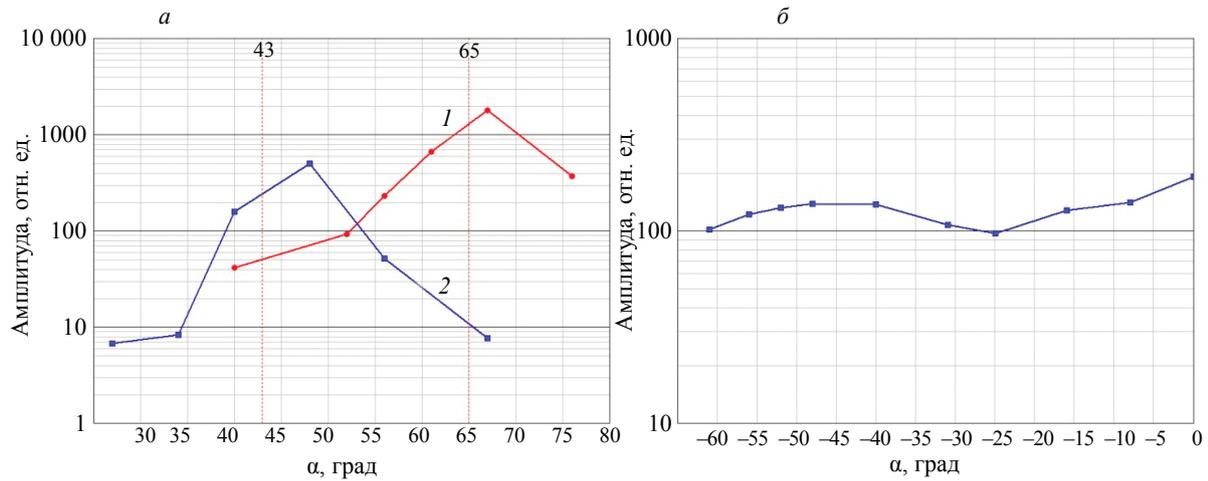


Рис. 9. Зависимости амплитуд образов БЦО в изображениях, реконструированных методом ПВИ, от угла направления фронта волны:

а — для направлений в сторону БЦО (*1* — глубина БЦО 15 мм, *2* — глубина 44 мм); *б* — для направлений от БЦО на глубине 44 мм.

фантомов и их уровень. В частности, появился фантом от реверберационных шумов АР на изображении (рис. 10*а*) в зоне $x = 10—15$ мм, $z = 0—3$ мм.

Поскольку в изображениях на рис. 10 нет шумов, равномерно распределенных по полю, то оценим отношения сигнал/шум в них отношением амплитуды образа БЦО к наибольшей амплитуде фантомного образа независимо от его координат. В томограмме на рис. 10*а* это отношение составило 16,6 дБ. Наибольший по амплитуде образ — вызван реверберационным шумом АР. Амплитуда фантома от волн обегания—соскальзывания при $x = 37,4$, $z = 15,2$ мм здесь стала равной минус 18,2 дБ (в томограмме на рис. 5*а* была минус 18,3 дБ). В томограмме на рис. 10*б* отношение сигнал/шум составило 23,2 дБ, которое измерено относительно фантома с координатами $x = 42,5$, $z = 50,1$ мм. В томограмме на рис. 5*б* отношение сигнал/шум было 25,1 дБ.

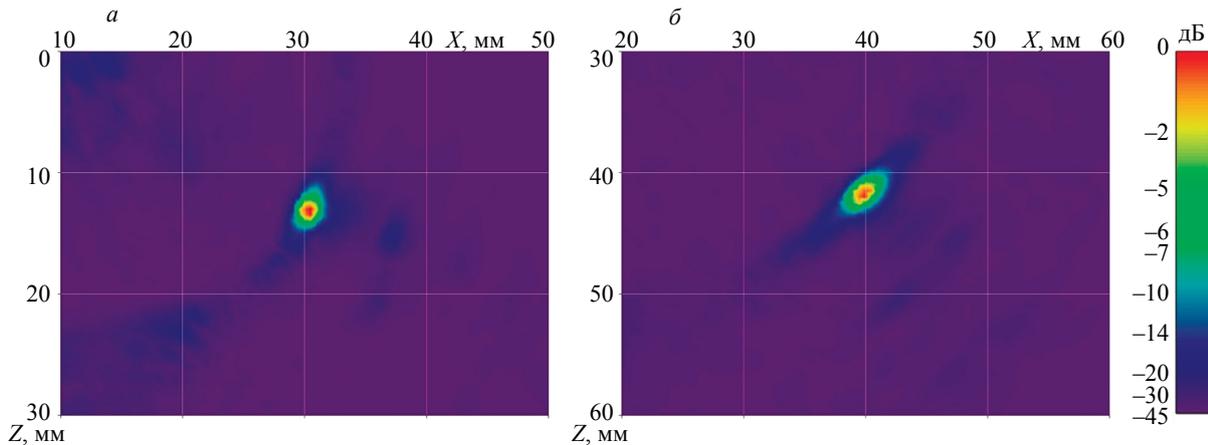


Рис. 10. Томограммы с образами боковых цилиндрических отверстий в СО-2, реконструированные методом ПВИ при 6 углах наклона фронтов плоских волн:

а — БЦО на глубине 15 мм; *б* — 44 мм.

Из этих экспериментов видно, что, используя метод ПВИ, можно получать изображения с достаточно высоким качеством при малом количестве циклов излучения—приема сигналов. Причем это количество циклов напрямую не связано с количеством N элементов АР. Амплитуда образа отражателя пропорциональна количеству суммируемых эхосигналов от него, т.е. пропорциональна N^2 . А амплитуды фантомов вследствие случайного несовпадения фаз эхосигналов

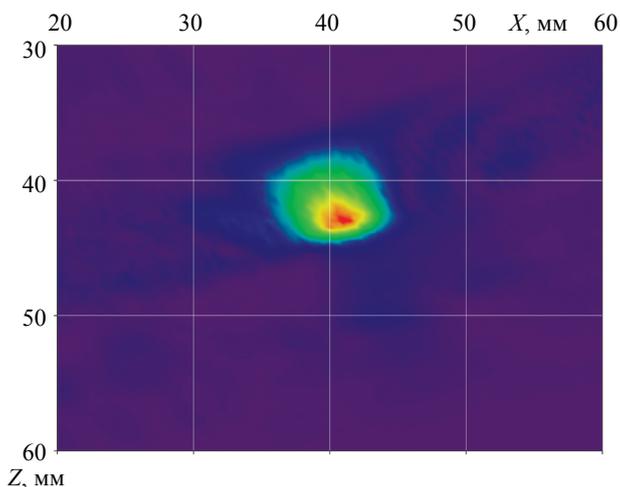


Рис. 11. Томограмма с образом бокового цилиндрического отверстия в СО-2 на глубине 44 мм, реконструированная методом ПВИ при наклоне волнового фронта 48° с использованием расчета времени распространения фронта.

в среднем пропорциональны N , поэтому с увеличением количества элементов решетки качество изображений должно возрастать при неизменном количестве циклов излучение—прием.

На рис. 11 приведено изображение БЦО на глубине 44 мм в СО-2 при наклоне волнового фронта 48° . Оно реконструировано на основе расчета времени распространения волнового фронта от АР до отражателя, т.е. так же, как в работах [5, 10—12]. Изображение при таком ракурсе уже было нами ранее получено при полном расчете времен всех траекторий (см. рис. 8з). Видно, что изображение на рис. 11 существенно уступает изображению на рис. 8з как по размеру образа БЦО, так и по количеству фантомных образов. Значительную площадь занимает ореол зеленого цвета (уровень минус 5 дБ) вокруг амплитудного значения образа БЦО. Ореол вызван расфокусировкой множества эхосигналов из-за того, что времена их задержки были неправильно учтены при реконструкции изображения. При данном взаимном расположении АР и отражателя допустимый диапазон изменения углов наклона фронтов лежит между 37 и 48° . Попытка просуммировать несколько изображений, полученных при углах фронта в этом диапазоне, не дала заметного улучшения качества суммарного изображения в сравнении с одиночным на рис. 11. Это означает, что расчет траекторий по времени фронта приводит к ухудшению качества изображений.

Межэлементные задержки зондирующих сигналов обеспечивают формирование наклонного плоского волнового фронта, но независимо от величин этих задержек зондирующие сигналы от каждого элемента АР и эхосигналы от любых отражателей распространяются в среде по одним и тем же траекториям. Поэтому можно рассматривать процесс зондирования—приема сигналов обособленно для каждой пары элементов АР (излучатель—приемник), т.е. не привлекая к его анализу понятия наклонного волнового фронта. Изображения, полученные нами ранее с задержками, равными нулю (см. рис. 6), когда физически не мог образоваться фронт волны, подтверждают это. Значит, изображения можно получать при зондировании объекта с любыми межэлементными задержками. Даже метод ЦФА можно считать предельным случаем очень больших межэлементных задержек зондирующих сигналов.

Используя тот же массив исходных реализаций для БЦО в СО-2 на глубине 44 мм, были реконструированы несколько томограмм при разных отрицательных значениях межэлементных задержек. В волновой трактовке отрицательные задержки создают наклон фронта виртуальной волны в противоположную сторону от отражателя (влево вниз по рис. 3). Физически УЗ волны в противоположную сторону не могут излучаться используемой АР. При задержках по модулю более 525 нс угол наклона фронта становится комплексным, т.е. нереальным. Тем не менее изображения реконструируются.

На рис. 9б приведен график амплитуд образов БЦО на глубине 44 мм в томограммах, полученных при наклонах виртуального фронта плоской волны под углами -8 , -16 , -25 , -31 , -40 , -48 , -52 , -56 и -61 град. Амплитуда образа в этом случае намного меньше зависит от угла наклона фронта, чем при его наклоне в сторону отражателя. Причина этого в отсутствии эффекта фокусировки «лишних» эхосигналов на отражателе. При суммировании изображений, полученных в отрицательной области углов фронта, все слагаемые дают почти одинаковый вклад в суммарное изображение.

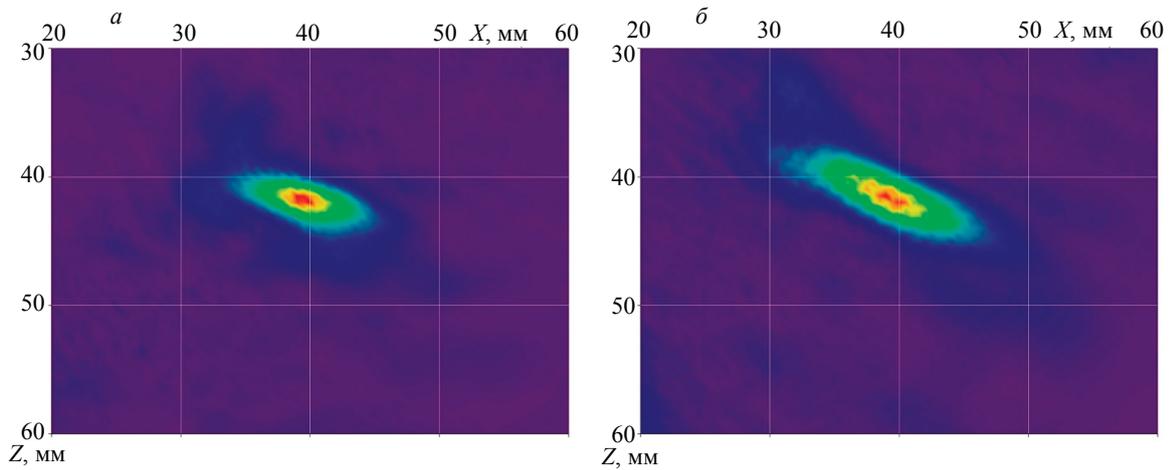


Рис. 12. Томограммы с образами бокового цилиндрического отверстия в СО-2 на глубине 44 мм, реконструированные методом ПВИ при отрицательных углах «наклона фронтов плоских волн»:
a — угол наклона минус 16°; *б* — минус 61°.

На рис. 12 для примера показаны изображения, построенные при углах наклона фронта волн -16 и -61° . Размеры образов БЦО в них достаточно большие в направлении наклонной дальности. Но в отличие от изображений на рис. 7 и 8, здесь образы близки по амплитуде, и, главное, кроме них нет ни одного фантома с соизмеримой амплитудой. Все фантомы как минимум на 10—15 дБ ниже. И все остальные изображения, полученные при отрицательных углах фронта, выглядят аналогично.

На рис. 13 представлена томограмма, полученная при суммировании 5 изображений, построенных при углах фронта -8 , -31 , -40 , -48 и -56 град. Образ БЦО на ней больше образа на томограмме от ЦФА (см. рис. 5б) на 6 % по фронту и на 25 % в направлении «по лучу» (по уровню минус 10 дБ). Отношение сигнал/шум равно 17,7 дБ. Координаты фантома с наибольшей амплитудой: $x = 35$, $z = 38,7$ мм.

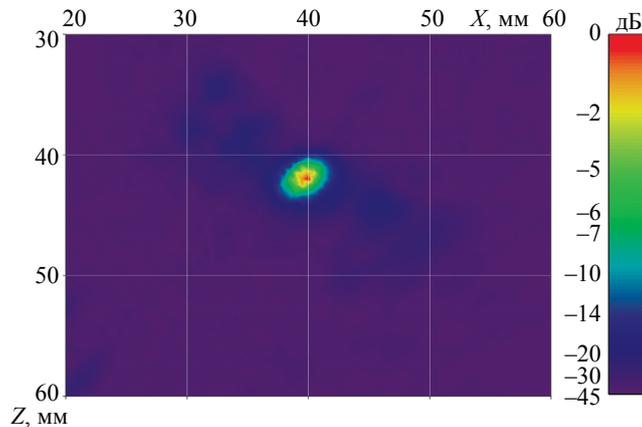


Рис. 13. Томограмма с образом бокового цилиндрического отверстия в СО-2 на глубине 44 мм, реконструированная методом ПВИ при 5 отрицательных углах «наклона фронтов плоских волн».

Особенность всех томограмм, полученных при отрицательных углах волнового фронта, включая и суммарные томограммы, в том, что фантомные образы от «лишних» эхоимпульсов группируются, в основном, вдоль направления «по лучу», а не по фронту в форме эллипсов, как на томограммах при положительных углах. В частности, на рис. 13 такие эллиптические следы отсутствуют совсем.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Исследован метод ультразвуковой визуализации внутренней структуры объекта при зондировании его всеми элементами антенной решетки внутри одного цикла излучение—прием.

Оценено качество получаемых изображений как от одного цикла излучение—прием, так от результата суммирования нескольких таких изображений в сравнении со стандартным методом цифровой фокусировки апертуры антенной решетки.

2. Реконструированы томограммы образца СО-2 при зондировании его с разными межэлементными задержками зондирующих сигналов или в волновом представлении с разными углами наклона фронта зондирующей волны. При межэлементных задержках, создающих реальный волновой фронт, распространяющийся в сторону отражателя, качество изображения существенно зависит от того, насколько точно направление фронта совпадает с направлением на отражатель. Чем точнее, тем выше качество. В то же время при задержках, соответствующих виртуальному волновому фронту, т.е. не существующему физически, изображение тоже реконструируется, причем его качество слабо зависит от направления распространения этого «фронта».

3. Показано, что когерентная сумма 5-6 томограмм, реконструированных при разных углах наклона фронта как реального, так и виртуального, незначительно уступает по качеству фокусировки и отношению сигнал/шум томограмме от метода цифровой фокусировки апертуры. Это означает, что исследованный метод визуализации требует меньшего времени на сбор ультразвуковых данных на объекте контроля по сравнению с методом цифровой фокусировки апертуры. Это важно при высокоскоростном ультразвуковом контроле.

4. Метод ПВИ можно трактовать в широком смысле как метод визуализации объектов многократным зондированием с вариацией межэлементных задержек.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шевалдыкин В.Г., Самокрутов А.А., Смородинский Я.Г. Термины ультразвукового контроля с антенными решетками и что они означают // Дефектоскопия. 2018. № 9. С. 31—40.
2. Воронков В.А., Воронков И.В., Козлов В.Н., Самокрутов А.А., Шевалдыкин В.Г. О применимости технологии антенных решеток в решении задач УЗК опасных производственных объектов // В мире неразрушающего контроля. 2011. № 1. С. 64—70.
3. Lines David, Wharrie James, Hottenroth John, Skramstad Jesse, Goodman Ron, Wood Nancy. Real-Time Ultrasonic Array Imaging using Full Matrix Capture and the Total Focusing Method / Proceedings of 2nd Aircraft Airworthiness & Sustainment Conference, San Diego, 18— 21 April 2011.
4. Базулин Е.Г. Сравнение систем для ультразвукового неразрушающего контроля, использующих антенные решетки или фазированные антенные решетки // Дефектоскопия. 2013. № 7. С. 51—75.
5. Le Jeune L., Robert S., Lopez Villaverde E., Prada C. Plane Wave Imaging for ultrasonic non-destructive testing: Generalization to multimodal imaging // Ultrasonics. 2016. V. 64. No. 1. P. 128—138.
6. Tanter M., Bercoff J., Sandrin L., Fink M. Ultrafast compound imaging for 2D motion vector estimation: Application to transient elastography // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control. 2002. V. 49. No. 10. P. 1363—1374.
7. Montaldo G., Tanter M., Bercoff J., N. Benech N., Fink M. Coherent plane-wave compounding for very high frame rate ultrasonography and transient elastography // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control. 2009. V. 56. No. 3. P. 489—506.
8. Madore B., White P., Thomenius K., Clement G. Accelerated focused ultrasound imaging // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control. 2009. V. 56. No. 12. P. 2612—2623.
9. Garcia D., Tarnec L., Muth S., Montagnon E., Poreé J., Cloutier G. Stolt's f-k migration for plane wave ultrasound imaging // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control. 2013. V. 60. No. 9. P. 1853—1867.
10. Merabet L., Robert S., Prada C. Comparative study of 2D ultrasound imaging methods in the f-k domain and evaluation of their performances in a realistic NDT configuration // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control. 2019. V. 66. No. 4. P. 772—788.
11. Merabet L., Robert S., Prada C. The multi-mode plane wave imaging in the Fourier domain: Theory and applications to fast ultrasound imaging of cracks // NDT & E International. March 2020. V. 110. P. 102171.
12. Bazulin E.G., Evseev I.V. Applying Plane Wave Imaging Technology in Ultrasonic Nondestructive Testing // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2021. V. 57. No. 6. P. 423—436 [Базулин Е.Г., Евсеев И.В. Применение технологии Plane Wave Imaging в ультразвуковом неразрушающем контроле // Дефектоскопия. 2021. № 6. С. 3—16.]
13. Козлов В.Н., Самокрутов А.А., Шевалдыкин В.Г. Ультразвуковая антенная решетка // Патент РФ № 2335038. Бюлл. изобр. № 27. 2008.
14. Tremblay Patrick, Richard Daniel. Development and Validation of a Full Matrix Capture Solution. 9th International Conference on NDE in Relation to Structural Integrity for Nuclear and Pressurized Components, May 22-24, 2012 - Seattle, Washington, USA (JRC-NDE 2012). <https://www.ndt.net/article/jrc-nde2012/papers/79.pdf>. (Дата обращения: 05.12.2021).
15. Самокрутов А.А., Шевалдыкин В.Г. Оценка дефектов при ультразвуковом контроле методом цифровой фокусировки апертуры. Условия, возможности, границы применимости // Контроль. Диагностика. 2017. № 9. С. 4—16.

УЛЬТРАЗВУКОВОЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОРИЕНТАЦИИ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ РАЗРЕЖЕННОГО ПРЕДСТАВЛЕНИЯ

© 2022 г. Хунвэй Ху^{1,2}, Цзя Тиан¹, Хуицзе Цзэн¹, Сяофэн Юй^{1,2}, Сянхун Ван^{1,2,*}

¹Университет науки и технологии Чанши, Чанши, Хунань, 410114, Китай

²Ключевая лаборатория интеллектуальных технологий производства высокопроизводительного механического оборудования провинции Хунань, Чанши, Хунань, 410114, Китай

*E-mail: wangxianghong@csust.edu.cn

Поступила в редакцию 11.11.2021; после доработки 14.01.2021

Принята к публикации 14.01.2021

Ориентация углеродных нанотрубок оказывает значительное влияние на характеристики композитных материалов из углеродных нанотрубок и эпоксидной смолы (УНТ/ЭС). Скорость ультразвука чувствительна к степени ориентации углеродных нанотрубок. Однако время пролета (ВП) трудно точно измерить из-за наложения ультразвукового эхосигнала и искажения формы волны, возникающих в тонком композитном материале УНТ/ЭП. Поэтому в данной работе исследуется ультразвуковой метод определения параметров ориентации углеродных нанотрубок, основанный на разреженном представлении. Объектами исследования являются два набора образцов, изготовленных при различных значениях электрического напряжения и имеющих различное содержание углеродных нанотрубок. Во-первых, с помощью функции Габора строится словарь, и исследуется степень соответствия между словарем и ультразвуковыми эхосигналами. Затем используется алгоритм согласованного преследования (СП) для решения задачи избыточности словаря и получения атома наилучшего согласования; восстановление сигнала завершается, и ВП ультразвука в углеродных нанотрубках извлекается более точно. Наконец, устанавливается модель расчета ориентации углеродных нанотрубок, основанная на разреженном представлении. Результат показывает, что словарь Габора имеет хорошее сходство с ультразвуковыми эхосигналами, а относительное среднеквадратическое отклонение составляет 0,0147. Степень ориентации углеродных нанотрубок и скорость ультразвука имеют положительную корреляцию. Относительная погрешность модели расчета ориентации углеродных нанотрубок составляет 5,58 %. В этой статье предложен эффективный метод для определения степени ориентации углеродных нанотрубок.

Ключевые слова: расчет ориентации, измерение скорости ультразвука, разреженное представление, алгоритм согласованного преследования, углеродные нанотрубки.

DOI: 10.31857/S0130308222020038

1. ВВЕДЕНИЕ

Соединение «углеродные нанотрубки/эпоксидная смола» (УНТ/ЭС) является нанокompозитным материалов с повышенными адгезией, химической стойкостью и термостабильностью. УНТ/ЭС широко используется, например, в автомобилях и в строительстве [1,2]. Ориентация углеродных нанотрубок является ключом к улучшению характеристик композиционных материалов УНТ/ЭС [3,4]. В настоящее время разрушающий метод контроля, представленный сканирующей электронной микроскопией (СЭМ) [5], повреждает контролируемые материалы и неэффективен, поскольку не позволяет проводить измерения в реальном времени. Тем не менее существующий неразрушающий метод контроля, представленный рамановской спектроскопией [6], может использоваться в реальном времени, но он чувствителен к параметрам оптической системы и явлениям флуоресценции [7].

Метод ультразвукового неразрушающего контроля обладает такими преимуществами, как высокая проникающая способность, высокая чувствительность, оптимальная направленность звукового луча и высокая эффективность обнаружения [8, 9]. Он широко используется при определении параметров материалов [10,11]. Исследования показывают, что ориентация материалов тесно связана со скоростью ультразвука, и использование метода измерения скорости ультразвука для определения ориентации материалов широко изучалось [12, 13]. Edwards и Thomas [14] установили ультразвуковой датчик поперечной волны на пресс-форму, чтобы определять ориентацию полимера. Yang и др. [15] используют ультразвуковой эхоимпульсный метод для обнаружения и оценки ориентации однонаправленных композитных слоистых материалах из армированного углеродным волокном пластика. Однако, поскольку образцы УНТ/ЭС очень тонкие, при измерениях скорости ультразвука проявляются эффекты наложения и искажения сигнала ультразвука. По этой причине трудно получить точное ВП, используя такие традиционные методы оценки, как взаимная корреляция, пик огибающей и методы пороговой обработки [16].

Разреженное представление обладает хорошей противозумовой способностью, компактным представлением и сверхвысоким разрешением, которое преодолевает проблему выбора начального значения в традиционных методах оценки параметров. Проводились исследования по оценке параметров ультразвукового сигнала. Применяется алгоритм СП, основанный на разреженном представлении. Qi и др. [17] объединили алгоритм СП и алгоритм оптимизации искусственного пчелиного роя для оценки ультразвукового сигнала и повысили точность оценки ультразвукового сигнала. При поиске атомов использование традиционного метода разреженного восстановления привело бы к неправильному выбор, поэтому для решения этой проблемы Cui и др. [18] предложили циклический алгоритм оценки временной задержки с разреженным восстановлением СП, который эффективно улучшает быстроту разреженного разложения сигнала и точность оценки. Используя разреженное представление, можно уменьшить шум, что позволяет точнее оценивать ультразвуковой эхосигнал и ВП.

В этой статье скорость ультразвука используется для определения степени ориентации углеродных нанотрубок. Поскольку традиционный ультразвуковой метод оценки ВП не может точно получить ВП в тонком образце, предлагается использовать алгоритм СП, основанный на разреженном представлении, для точного определения ВП и скорости ультразвука. Для анализа корреляции между скоростью ультразвука и степени ориентации использовались 2 группы образцов УНТ/ЭС. Представлена модель расчета ориентации углеродных нанотрубок на основе разреженного представления.

2. МЕТОД ОЦЕНКИ ВП УЛЬТРАЗВУКОВОГО СИГНАЛА, ОСНОВАННЫЙ НА РАЗРЕЖЕННОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ

Суть разреженного представления состоит в том, чтобы выразить большую часть исходного сигнала через линейную комбинацию нескольких базовых сигналов. Результат разложения сигнала тем более разрежен, чем он ближе к реальному сигналу. Разреженное представление сигнала может получить более краткое представление сигнала и информацию о его параметрах. Метод широко применяется при разреженной выборке, ультразвуковой дефектоскопии и шумоподавлении, разделении и оценки эха [19].

Одним из важнейших факторов разреженного представления сигналов является построение переполненного словаря. Ключом к построению переполненного словаря является выделение основных функций, составляющих словарь. Модель прохождения обратно рассеянного сигнала [20] согласуется с разреженным представлением сигнала. Другая гауссова модель сигнала соответствует атомам с разными коэффициентами в переполненном словаре, а шум соответствует ошибке аппроксимации. Поскольку гауссова модель сигнала [21] соответствует характеристикам сигнала, базовая функция Габора [22] может использоваться для построения полного словаря следующим образом:

$$g(\theta, t) = K_0 e^{-\frac{(t-\tau)^2}{s}} \cos[2\pi f_c(t-\tau) + \varphi], \quad (1)$$

где $\cos[2\pi f_c(t-\tau) + \varphi]$ — гармоническая функция; $K_0 e^{-\frac{(t-\tau)^2}{s}}$ — это функция демпфирования; K_0 представляет собой нормировочную константу; s — масштаб; τ — ВП; f_c — центральная частота; φ — фаза.

Поскольку ультразвуковой сигнал, раскладываемый в переполненный словарь, неоднозначный, оптимальное разреженное разложение сигнала является неопределенной полиномиальной задачей [23]. Mallet и Zhang [24] предложили СП для решения этой задачи. СП используется для нахождения условно оптимального разреженного разложения для замены им оптимального разреженного разложения и эффективно выделить наиболее важные параметры сигнала.

Процесс использования СП для разреженного разложения сигнала следующий.

(1) Измеренный сигнал s проецируется в словарь, и атом наилучшего согласования g_{γ_0} измеренного сигнала s выбирается из словаря. Условие выбора должно удовлетворять максимальной абсолютной величине скалярного произведения измеренного сигнала s и атома g_{γ_0} :

$$\left| \langle s, g_{\gamma_0} \rangle \right| = \max_{\gamma \in \Gamma_\alpha} \left| \langle s, g_\gamma \rangle \right| \geq \alpha \sup_{\gamma \in \Gamma} \left| \langle s, g_\gamma \rangle \right|, \quad (2)$$

где Γ_α — множество параметра, $\Gamma_\alpha \in \Gamma$; α — коэффициент оптимизации, $\alpha = 1$.

В то же время измеренный сигнал s раскладывается на:

$$s = \langle r_0, g_{\gamma_0} \rangle g_{\gamma_0} + r_1, \quad (3)$$

где r_1 — остаточный сигнал после того, как измеренный сигнал s аппроксимируется в направлении g_{γ_0} , r_0 приблизительно равен s .

(2) Используя метод на шаге (1), чтобы провести n аппроксимаций для r_1 , получается остаточный сигнал r_n . Атом наилучшего согласования выбирается так, что он удовлетворяет:

$$\left| \langle r_n, g_{\gamma_n} \rangle \right| = \max_{\gamma \in \Gamma} \left| \langle r_n, g_{\gamma} \rangle \right| \geq \alpha \sup_{\gamma \in \Gamma} \left| \langle r_n, g_{\gamma_n} \rangle \right|. \quad (4)$$

В то же время остаточный сигнал r_n раскладывается на:

$$r_n = \langle r_n, g_{\gamma_n} \rangle g_{\gamma_n} + r_{n+1}, \quad (5)$$

где r_{n+1} — это остаточный сигнал после того, как аппроксимируется остаточный сигнал r_n .

(3) Когда разложение выполняется m раз или остаточная энергия $\|r_m\|^2$ достигает порогового значения, разложение завершается. Сигнал s выражается как:

$$s = \sum_{n=0}^{m-1} \langle r_n, g_{\gamma_n} \rangle g_{\gamma_n} + r_m, \quad (6)$$

где r_m — остаточный сигнал после m -кратного разложения.

Согласно непрерывной итерации [25], параметры γ , соответствующие атому наилучшего согласования g_{γ} , являются характеристическими параметрами эха измеренного сигнала. Параметры τ_n являются точной оценкой ВП на основе разреженного представления.

3. СРАВНЕНИЕ МЕТОДОВ ОЦЕНКИ ВП УЛЬТРАЗВУКА

ВП ультразвука можно оценить более точно, используя алгоритм СП, основанный на разреженном представлении. Достоверность алгоритма СП проверяется путем сравнения метода взаимной корреляции и метода пиков огибающей. В данной статье построены смоделированные эхосигналы с различными отношениями сигнал—шум (ОСШ) и различными характеристиками.

Метод взаимной корреляции нуждается в опорном сигнале, когда он используется для оценки ВП. Поэтому формула (1) использовалась для построения смоделированного двойного ультразвукового эхосигнала при различных параметрах. ОСШ смоделированных сигналов составляет 12 и 27 дБ, пробная точка $N = 1024$, частота дискретизации $f_s = 200$ МГц. В сигнале A частотно-временной параметр первого эха равен $\theta_1 = (1/6, 1,775, 5, \pi/6)$, амплитуда $A_1 = 4,68$ В, частотно-временной параметр второго эха $\theta_2 = (1/6, 3,65, 5, \pi/6)$, а амплитуда $A_2 = 2,13$ В. В сигнале B частотно-временной параметр первого эха равен $\theta_1 = (1/5, 1,37, 4,3, \pi/6)$, амплитуда $B_1 = 4,31$ В, частотно-временной параметр второго эха $\theta_2 = (1/5, 3,425, 5, 2\pi/3)$, а амплитуда $B_2 = 2,32$ В.

Таблица 1

Сравнение методов оценки ВП ультразвука

ОСШ, дБ	Теоретическое время, мкс	Взаимная корреляция		Огибающая		СП	
		Расчетное время, мкс	Относительная ошибка, %	Расчетное время, мкс	Относительная ошибка, %	Расчетное время, мкс	Относительная ошибка, %
27	1,875	1,8752	0,008	1,8839	0,475	1,8744	0,032
	2,055	2,0603	0,258	2,0475	0,365	2,0558	0,039
12	1,875	1,8789	0,205	1,9628	4,683	1,8748	0,011
	2,055	2,0512	0,187	2,1250	3,404	2,0530	0,1

Смоделированные эхосигналы нормируются. Три метода оценки ВП ультразвука используются для расчета сигнала A и сигнала B 100 раз. Затем можно получить среднее расчетное время и относительную ошибку. На рис. 1—3 соответственно показано влияние обработки тремя методами на сигнал B , когда ОСШ равно 27 дБ. Сравнение результатов трех методов показано в табл. 1.

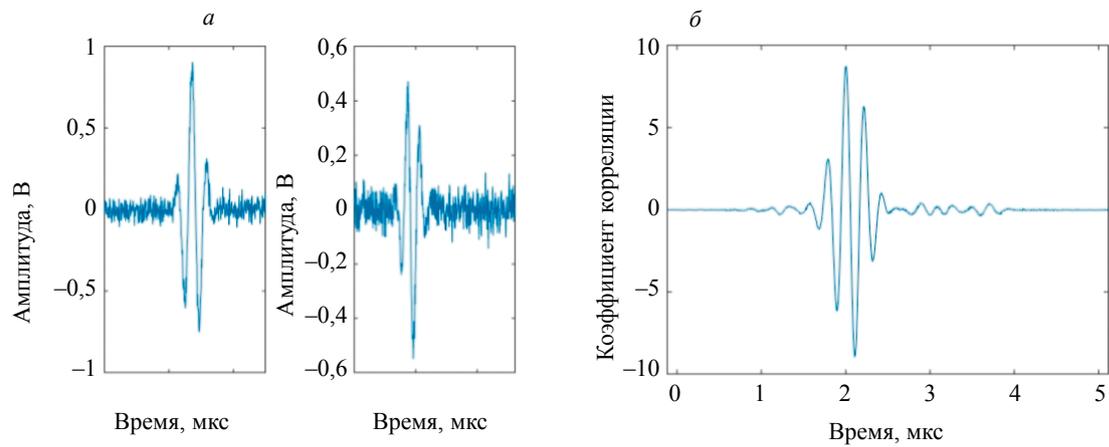


Рис. 1. Оценка ВП методом взаимной корреляции: *a* — опорный сигнал и эхосигнал; *б* — восстановленный сигнал.

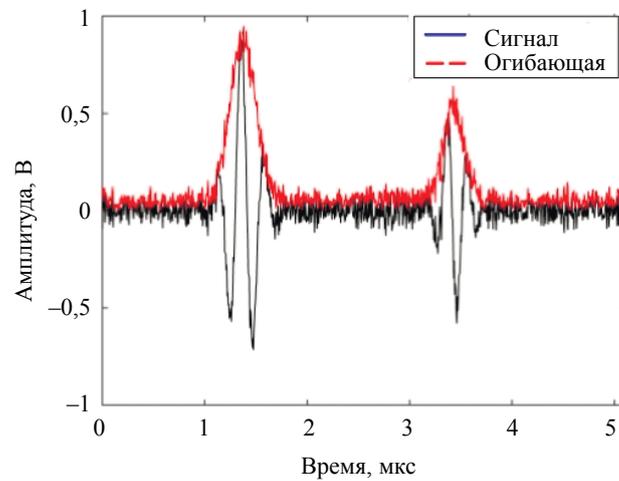


Рис. 2. Оценка ВП методом огибающей.

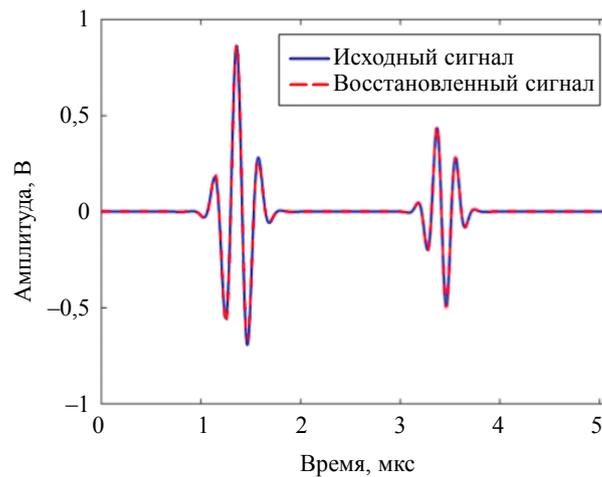


Рис. 3. Оценка ВП методом СП.

Согласно табл. 1 и рис. 1—3, можно сделать вывод, что метод взаимной корреляции обладает хорошей помехоустойчивостью, но у него есть требования к сигналам. Он высокоточно оценивает ВП только при изменении временной задержки и амплитуды эхосигнала по отношению к опорному сигналу. Метод пика огибающей чувствителен к шумовым помехам. Он может точно измерить ВП только при низком уровне шума. Однако алгоритм СП, основанный на разреженном представлении, может точно различать шум и измерять ВП. Таким образом, алгоритм СП является эффективным методом оценки ВП.

4. ЭКСПЕРИМЕНТ

4.1. Проверка правильности подбора функции

Из-за высокого сходства между функцией Габора и ультразвуковым эхосигналом правильность функции Габора в эксперименте проверяется путем сравнения приблизительного эхосигнала функции Габора с фактическим сигналом дефекта. В данной статье для проведения иммерсионного ультразвукового контроля используется плоский стальной образец с дефектами.

Погружная ультразвуковая испытательная платформа показана на рис. 4а. Эхосигнал исследуемого образца измеряли эхоимпульсным методом. Центральная частота иммерсионного преобразователя OLYMPUS-V309 — 5 МГц, а частота дискретизации — 200 МГц. Толщина образца составляет 35 мм, а внутри образца имеются отверстия с плоским дном. Глубина отверстий составляет 25 мм, а размеры отверстий различаются, как показано на рис. 4б. В качестве сигнала сравнения используется эхосигнал дефектов с апертурой 4 мм.

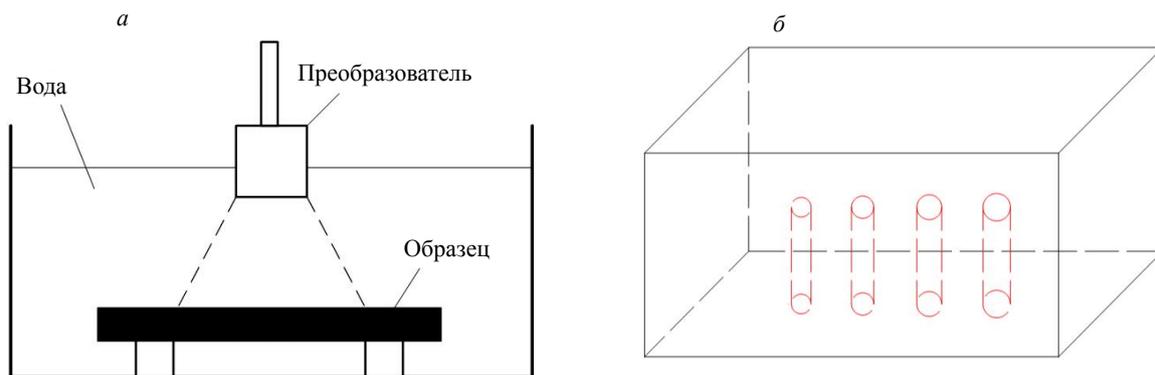


Рис. 4. Оборудование для эксперимента и образец:
а — оборудование для эксперимента; б — образец.

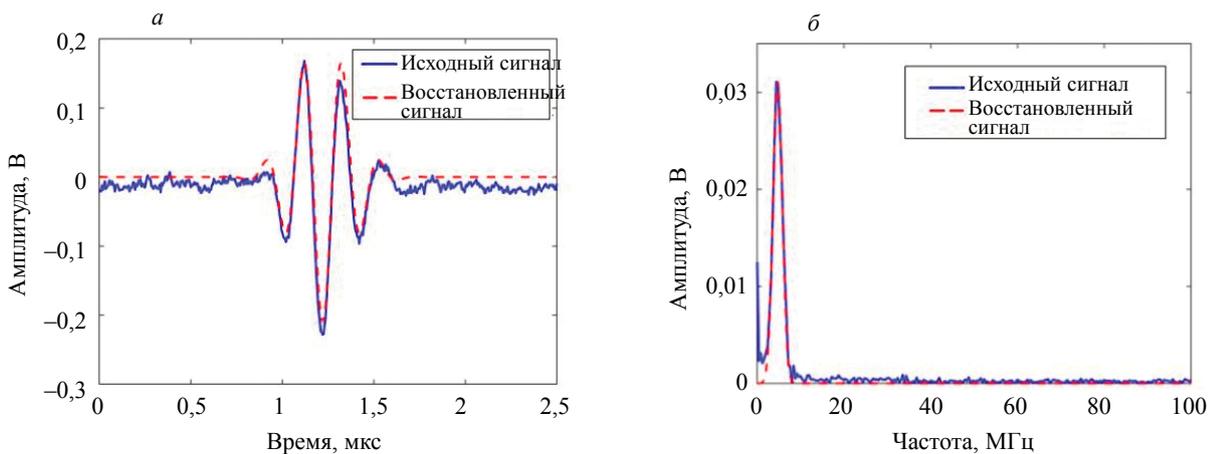


Рис. 5. Исходный сигнал от дефекта и восстановленный сигнал Габора:
а — временная область; б — частотная область.

Картины во временной области и в частотной области показаны на рис. 5. Синяя сплошная линия представляет исходный сигнал в эксперименте. Красная пунктирная линия — восстановленный сигнал по модели Габора. Из рис. 5 можно заключить, что исходный сигнал и восстановленный сигнал хорошо согласуются, а среднеквадратическая относительная ошибка составляет 0,0147. Это означает, что функция Габора может воспроизводить одиночный ультразвуковой сигнал, а это подтверждает эффективность словаря Габора.

4.2. Ультразвуковое определение ориентации углеродных нанотрубок

На расположение углеродных нанотрубок в полимере влияют различные факторы. Эти факторы включают в себя тип электрического поля, размер и содержание углеродных нанотрубок, а также напряженность электрического поля [26, 27]. В данной статье были исследованы 2 группы образцов УНТ/ЭС. В группе А ориентация углеродных нанотрубок менялась с напряжением электрического поля, а в группе В — при изменении содержания углеродных нанотрубок. Ориентация на контролируемой поверхности каждого образца измеряется с помощью СЭМ. Экспериментальные значения параметров каждого образца приведены в табл. 2.

Таблица 2

Величины параметров каждого образца

Образцы	Температура отвердевания, град	Время зарядки, ч	Содержание УНТ, масс. %	Величина напряжения, кВ	Степень ориентации, %
A-1	50	4	0,5	1	0,617
A-2	50	4	0,5	2	0,639
A-3	50	4	0,5	4	0,773
B-1	50	4	0,2	4	0,095
B-2	50	4	0,5	4	0,773
B-3	50	4	1	4	0,568
B-4	50	4	1,5	4	0,520
B-5	50	4	2	4	0,507

Среди них образцы А-3 и В-2 одинаковы. Эти два номера используются для более четкого различения различных значений параметров процесса. На рис. 6 показан реальный вид обкомпозиата УНТ/ЭС А-1. СЭМ-изображение поперечного сечения каждого образца, наблюдаемого с помощью TESCAN MIRA3, показано на рис. 7. При одинаковом содержании углеродных нанотрубок их ориентация увеличивается с увеличением напряжения. При значении напряжения 4 кВ степень ориентации наивысшая. При одном и том же значении напряжения ориентация углеродных нанотрубок сначала увеличивается, а затем уменьшается с увеличением содержания углеродных нанотрубок. Когда содержание углеродных нанотрубок составляет 0,5 масс. %, степень ориентации является самой высокой.

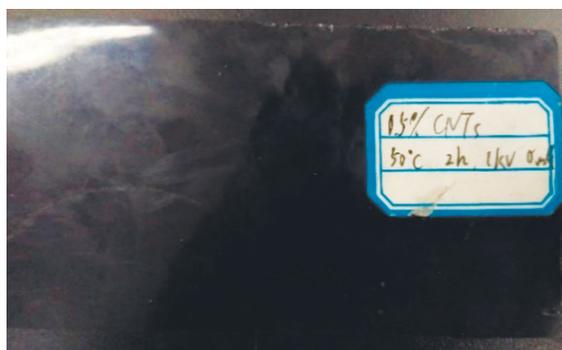


Рис. 6. Композитный материал УНТ/ЭС.

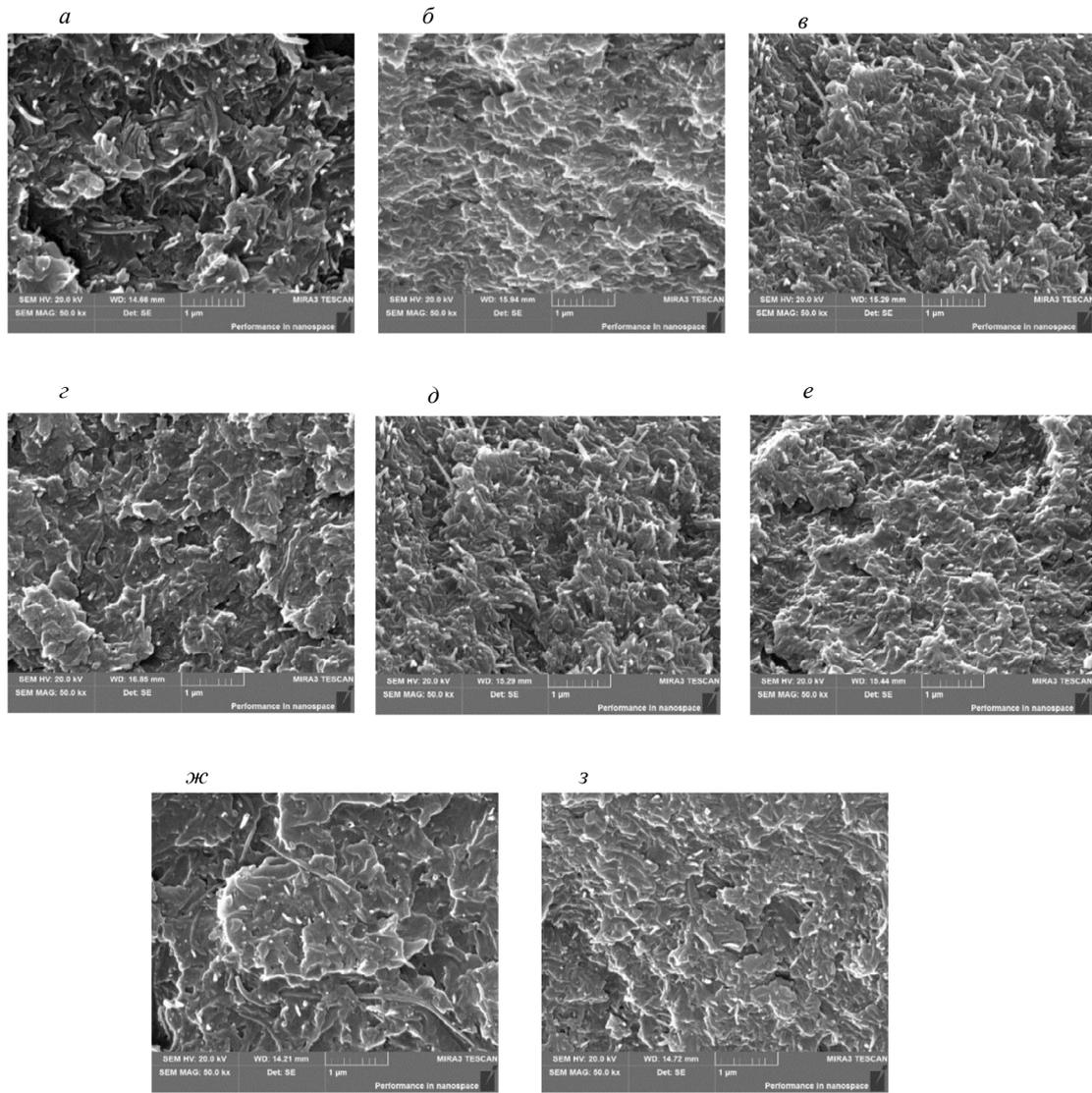


Рис. 7. СЭМ-изображение поперечного сечения образцов:

a — образец А-1; *б* — образец А-2; *в* — образец А-3; *г* — образец В-1; *д* — образец В-2; *е* — образец В-3; *ж* — образец В-4; *з* — образец В-5.

Углеродные нанотрубки неравномерно распределены в эпоксидной смоле, что приводит к разным скоростям ультразвука в разных участках. Чтобы лучше оценить ориентацию углеродных нанотрубок и уменьшить случайные ошибки, в эксперименте применяется метод разделения областей в образце. Чтобы избежать возникновения помех при отражении эха от боковых стенок, формула расстояния [28] эхопомехи от нижней боковой стенки до границы может быть выражена как

$$d_1 \geq 5 \sqrt{\frac{d_2}{f}}, \quad (7)$$

где d_2 — расстояние от нижней поверхности до верхней, мм; f — центральная частота ультразвукового преобразователя, МГц.

В этом эксперименте центральная частота ультразвукового преобразователя составляла 5 МГц. Диаметр преобразователя — 13 мм. Максимальная толщина образца — 4 мм. Минимальное расстояние между преобразователем и краем образца было около 4,47 мм. Как показано на рис. 8,

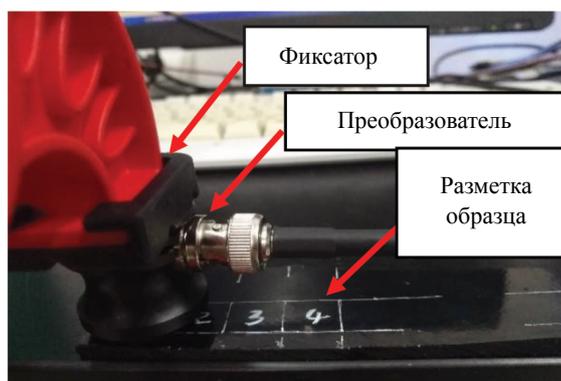


Рис. 8. Образец с обозначенными контролируемыми участками.

область контроля разделяется на 4 участка 13×13 мм. За величину скорости ультразвука в образце принимается среднее значение скоростей ультразвука, измеренных в 4 участках каждого образца. Скорость ультразвука измеряется в том же направлении.

Ультразвуковой сигнал каждого образца регистрировали контактным эхоимпульсным методом. Частота дискретизации 200 МГц, напряжение возбуждения 100 В. Система сбора данных ультразвукового сигнала показана на рис. 9. Центральная частота преобразователя V109 — 5 МГц. Генератор/приемник сигналов JSR-DPR300 использовался в качестве генератора и приемника сигналов. Высокоскоростная плата сбора данных PCIe-9852 передает данные на компьютер. Фиксатор был отрегулирован таким образом, чтобы преобразователь и поверхность образцов находились в хорошем контакте. Была задана величина порога, затем первичный и вторичный эхосигналы отображаются в прямоугольном окне. Сигнал анализируется с помощью MATLAB для получения интервала времени между первичным и вторичным донными эхоимпульсами. С помощью винтового микрометр измеряется толщина образца в 4 участках, а затем вычисляется среднее значение.

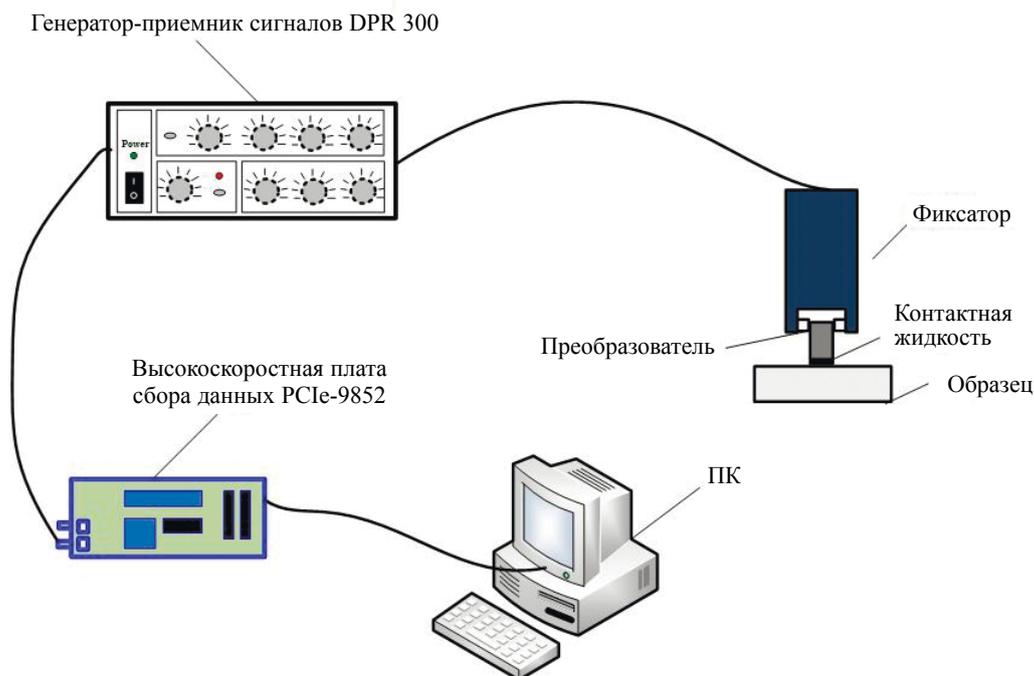


Рис. 9. Система сбора данных ультразвукового сигнала.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

5.1. Экспериментальные результаты и анализ

Отраженные эхосигналы искажаются из-за помех. На ВП также влияют форма и интенсивность отраженных эхоимпульсов. Поэтому результат определения ВП ультразвука по разнице во времени между пиками отраженных эхоимпульсов будет неточным. В этой статье для получения точной оценки ВП применяется алгоритм СП.

Для улучшения разрешающей способности во времени для эхосигналов и для уменьшения времени расчёта в данной статье выбираются большая длина N сигнала, дискретные точки M с относительно малым периодом, дискретные точки L центральной частоты и дискретные точки фазы P , и устанавливаются значения $N = 910$, $M = 4$, $L = 50$, $P = 20$. Центральная частота и период эхосигнала выбираются в соответствии с характеристиками фактических эхосигналов и ультразвукового преобразователя. В этой статье центральная частота лежала в пределах $(f_{\min}, f_{\max}) = (1,5)$, а периоды эхосигнала — $(c_{\min}, c_{\max}) = (1,4)$.

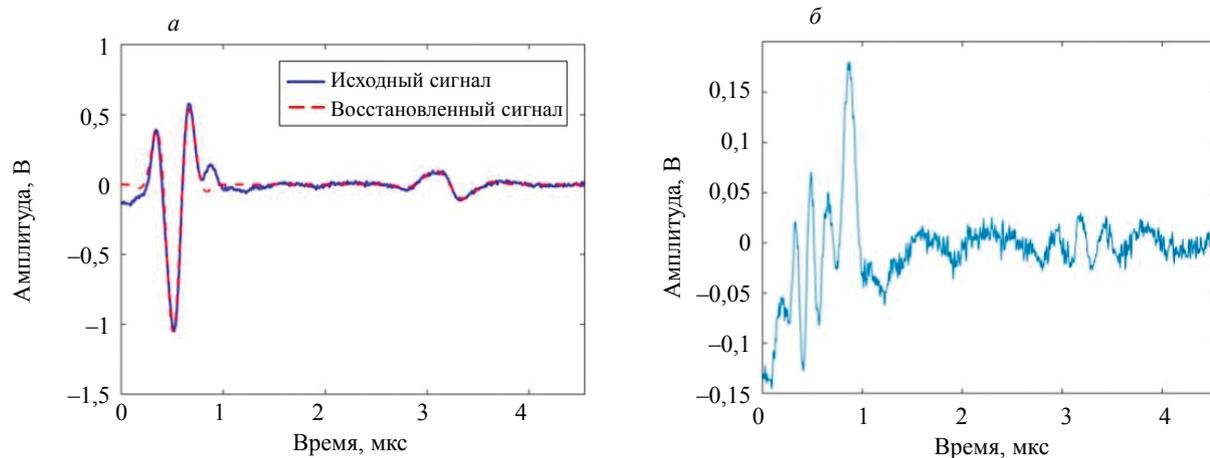


Рис. 10. Результат применения СП-алгоритма:

a — исходный и восстановленный сигнал; *б* — остаточный сигнал после разреженного разложения.

Результаты СП-алгоритма показаны на рис. 10. На рис. 10*a* показаны исходный и восстановленный сигнал в точке измерения 1 на образце В-4, а рис. 10*б* представляет собой остаточный сигнал исходного сигнала после разреженного разложения. Исходя из рис. 10, можно сделать вывод, что исходный сигнал и восстановленный сигнал имеют почти одинаковую форму. Однако в первой полузоне остается некоторая энергия остаточного сигнала после разреженного разложения, что было вызвано слишком тонким образцом и интерференцией из-за наложения проходящих волн. Во второй полузоне остаточная энергия уменьшалась, а распределение было относительно однородным, что согласуется с параметрами шума. Это также показывает, что алгоритм СП, основанный на разреженном представлении, не только получает эффективную информацию из исходного сигнала, но также эффективно подавляет шум и другие помехи в сигнале.

Чтобы обеспечить точность данных, значение скорости ультразвука в образце представляет собой среднее значение скорости ультразвука для 4 точек данных, полученных для каждого образца. Результаты измерения скорости ультразвука в образцах приведены в табл. 3.

Согласно данным в табл. 2 и 3, можно проанализировать взаимосвязь между скоростью ультразвука и степенью ориентации при различных условиях, как показано на рис. 11 и 12. Тенденции изменения степени ориентации также соответствовали таковым на СЭМ-изображениях (см. рис. 7). Когда содержание углеродных нанотрубок было фиксированным, степень ориентации увеличивалась с увеличением значения напряжения электрического поля; при фиксированном значении напряжения электрического поля степень ориентации сначала увеличивается, а затем уменьшается с увеличением содержания углеродных нанотрубок. С одной стороны, углеродные нанотрубки создают силу кручения под действием внешнего

Таблица 3

Результаты измерения скорости ультразвука в образцах

Образец	Скорость ультразвука, $\times 10^3$ м/с
A-1	2,689
A-2	2,696
A-3	2,705
B-1	2,646
B-2	2,705
B-3	2,684
B-4	2,679
B-5	2,675

электрического поля, поэтому степень ориентации увеличивается с увеличением величины напряжения электрического поля. С другой стороны, степень ориентации невидима в случае малого содержания углеродных нанотрубок; степень ориентации увеличивается с увеличением содержания углеродных нанотрубок. Но когда содержание углеродных нанотрубок увеличивается до определенного значения, интервал углеродных нанотрубок в матрице становится меньше, что приводит к более высокому сопротивлению, а степень ориентации уменьшается. Образец с нулевым значением напряжения электрического поля и содержанием углеродных нанотрубок не рассматривается, поскольку теоретическое значение степени ориентации такого образца равно нулю. Но на самом деле образец имеет небольшую степень ориентации. Из рис. 11 можно сделать вывод, что с увеличением степени ориентации скорость ультразвука в образцах А-1, А-2 и А-3 также постепенно увеличивалась. Это показывает, что степень ориентации углерода нанотрубок в матрице эпоксидной смолы связано со скоростью ультразвука. На рис. 12 содержание углеродных нанотрубок является переменной величиной. Видно, что тенденция изменения скорости ультразвука для образца типа В согласуется со степенью ориентации, что дополнительно подтверждает, что скорость ультразвука может эффективно характеризовать степень ориентации углеродных нанотрубок.

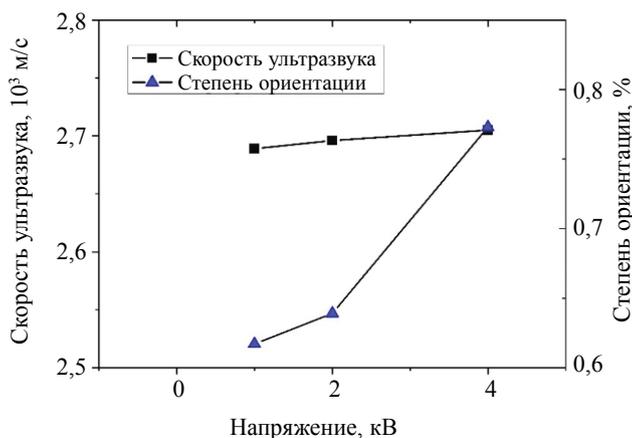


Рис. 11. Зависимость скорости ультразвука от степени ориентации с различными значениями напряжения электрического поля.

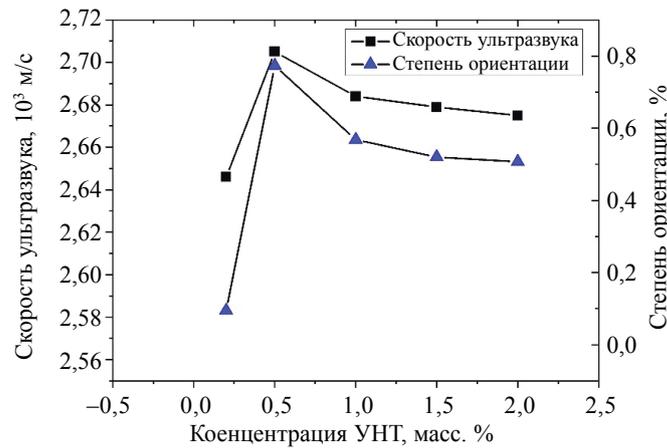


Рис. 12. Зависимость скорости ультразвука и степени ориентации при различных содержаниях УНТ.

5.2. Модель расчета и ее верификация

Экспериментальные данные образцов А-1, А-2, А-3, В-1, В-2, В-3 и В-5 использовали для построения зависимости скорости ультразвука от степени ориентации, как показано на рис. 13. Исходя из анализа зависимости, каждая точка, в целом, укладывается на прямую линию, и было определено уравнение линейной регрессии:

$$y = 0,08757x + 2,636, \quad (8)$$

где коэффициент детерминации $R^2 = 0,9746$, а x представляет собой степень ориентации УНТ в образцах, y — измеренная скорость ультразвука, км/с.

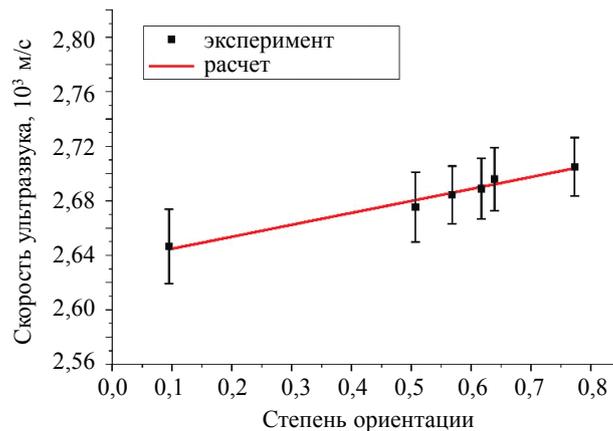


Рис. 13. Линейная зависимость степени ориентации от скорости ультразвука.

Для проверки точности модели оценки образец В-4 использовали в качестве контрольного образца и его заменили моделью оценки. Рассчитанная степень ориентации образца составила 0,491, в то время как измеренная степень ориентации фактически составила 0,52, относительная ошибка составила 5,58 %. Можно сделать вывод, что метод измерения скорости ультразвука, основанный на разреженном представлении, может точно характеризовать степень ориентации углеродных нанотрубок. Это может обеспечить эффективный метод оценки степени ориентации углеродных нанотрубок.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной статье исследуется ультразвуковой метод определения параметров ориентации углеродных нанотрубок с использованием СП-алгоритма, основанного на разреженном представлении.

(1) Предложен высокоточный метода оценки ВП, основанный на разреженном представлении. Он может эффективно снижать уровень шума, наложения эхосигналов и искажения формы волны, вызываемые тонким композитным материалом УНТ/ЭС.

(2) Когда содержание углеродных нанотрубок является определенным, углеродные нанотрубки создают силу кручения под действием внешнего электрического поля, а степень ориентации увеличивается с увеличением значения напряжения электрического поля. При определенном значении напряжения электрического поля степень ориентации сначала увеличивается, а затем уменьшается с увеличением содержания углеродных нанотрубок; степень ориентации максимальна при содержании углеродных нанотрубок 0,5 масс. %.

(3) Существует сильная положительная корреляция между скоростью ультразвука и степенью ориентации. Используя эту корреляцию, скорость ультразвука можно использовать для определения степени ориентации углеродных нанотрубок.

(4) Создана модель прогнозирования ориентации углеродных нанотрубок, основанная на разреженном представлении, и относительная ошибка прогнозирования составляет 5,58 %, что делает метод эффективным для определения степени ориентации углеродных нанотрубок.

Кроме того, ультразвуковое определение ориентации углеродных нанотрубок, как метод, находится на экспериментальной стадии, его можно считать применимым в реальном производстве. Стоит изучить влияние других различных технологических параметров на ультразвуковое определение ориентации углеродных нанотрубок.

Данная работа поддержана Национальным фондом естественных наук Китая (№ 52075049) и фондом естественных наук провинции Хунань (№ 2020JJ2028), Ведущей Программой Исследования и Развития Провинции Хунань и Плановым Научно-технологическим Проектом города Чанша.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Sohel R.* A Review on Carbon Epoxy Nanocomposites // *Journal of Reinforced Plastics and Composites*. 2009. V. 28 (4). P. 461—487.
2. *Wang H., Chang L., Yang X.* et al. Anisotropy in tribological performances of long aligned carbon nanotubes/polymer composites // *Carbon*. 2014. V. 67. P. 38—47.
3. *Esma A., Ferhat K., Cevdet K.* Contribution of carbon nanotubes to vibration damping behavior of epoxy and its carbon fiber composites // *Journal of Reinforced Plastics and Composites*. 2020. V. 39 (7—8). P. 311—323.
4. *Herrera-Ramirez J.M., Perez-Bustamante R., Aguilar-Elguezabal A.* Carbon-Based nanofillers and their rubber nanocomposites. Holland: Elsevier, 2019. P. 47—75.
5. *Fan Z., Advani S.G.* Characterization of orientation state of carbon nanotubes in shear flow // *Polymer*. 2005. V. 46 (14). P. 5232—5240.
6. *Chapkin W.A., McNerny D.Q., Aldridge M.F.* et al. Real-time assessment of carbon nanotube alignment in a polymer matrix under an applied electric field via polarized Raman spectroscopy // *Polymer Testing*. 2016. V. 56. P. 29—35.
7. *Robert S.P., Liu X.L.* Exploiting the optical reflectance behaviour of carbon fibre composites for low-cost inspection and orientations analysis // *Journal of Reinforced Plastics and Composites*. 2020. V. 39 (23—24). P. 869—879.
8. *Shah A., Ali G., Khan T.M.R.* et al. Evaluation of Heat Treatment Effect on the Tensile Strength of Mild Steel Welded Joints Using Ultrasonic Testing // *Russian Journal of Nondestructive Testing*. 2021. V. 57. No. 6. P. 455—464.
9. *Krysztofik J., Kukla D., Manaj W.* et al. Evaluation of Damage Degree of Inconel 718 Alloy with the Use of Non-Destructive Methods // *Russian Journal of Nondestructive Testing*. 2019. V. 55. No.4. P. 299—307.
10. *Mutlu I., Oktay E., Ekinci S.* Characterization of microstructure of H13 tool steel using ultrasonic measurements // *Russian Journal of Nondestructive Testing*. 2013. V. 49. No. 2. P. 112—120.
11. *Li X.B., Song Y.F., Hu H.W.* et al. Evaluation of grain size using the ultrasonic attenuation rate // *Journal of Mechanical Engineering*. 2015. V. 51 (14). P. 1—7.
12. *Zhao P., Xia N., Zhang J.F.* et al. Measurement of molecular orientation using longitudinal ultrasound and its first application in in-situ characterization // *Polymer*. 2020. P. 187—198.
13. *Dryburgh P., Smith R.J., Marrow P.* et al. Determining the crystallographic orientation of hexagonal crystal structure materials with surface acoustic wave velocity measurements // *Ultrasonics*. 2020. P. 108—138.

14. *Edwards R., Thomas C.* On-line measurement of polymer orientation using ultrasonic technology // *Polymer Engineering Science*. 2001. V. 41 (9). P. 1644—1653.
 15. *Yang I.Y., Im K.H., Hsu D.K.* et al. Feasibility on fiber orientation detection of unidirectional CFRP composite laminates using one-sided pitch-catch ultrasonic technique // *Composites Science and Technology*. 2009. V. 69 (13). P. 2042—2047.
 16. *Barshan B., Ayrulu B.* Performance comparison of four time-of-flight estimation methods for sonar signals // *Electronics Letters*. 1998. V. 34 (16). P. 1616—1617.
 17. *Qi A.L., Zhang G.M., Dong M.* et al. An artificial bee colony optimization based matching pursuit approach for ultrasonic signal estimation // *Ultrasonics*. 2018. V. 88. P. 1—8.
 18. *Cui W.J., Zhang P., Ba B.* Time of arrival estimation based on sparse reconstruction loop matching pursuit algorithm // *Journal of Electronics & Information Technology*. 2019. V. 41 (3). P. 523—529.
 19. *Zhang G.M., Zhang C.Z., Harvey D.M.* Sparse signal representation and its applications in ultrasonic NDE // *Ultrasonics*. 2012. V. 52 (3). P. 351—363.
 20. *Zeira A., Schultheiss P.M.* Thresholds and related problems in time-delay estimation. In: *International Conference on Acoustics, Speech, and Signal Processing // IEEE*. 1991. P. 1261—1264.
 21. *Demirli R., Saniie J.* Model-based estimation of ultrasonic signals. Part I: Analysis and algorithms // *IEEE Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*. 2001. V. 48 (3). P. 787—802.
 22. *Mor E., Azoulay A., Aladjem M.* A matching pursuit method for approximating overlapping ultrasonic signals // *IEEE Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*. 2010. V. 57 (9). P. 1996—2004.
 23. *Davis G., Mallat S., Avellaneda M.* Adaptive greedy approximations // *Constructive Approximation*. 1997. V. 13 (1). P. 57—98.
 24. *Mallat S., Zhang Z.* Matching Pursuits with Time-Frequency Dictionaries // *IEEE Transactions on Signal Processing*. 1993. V. 41 (12). P. 3397—3415.
 25. *Tropp J.A., Gilbert A.C., Strauss M.J.* Strauss, Algorithms for simultaneous sparse approximation. Part I: Greedy pursuit // *Signal Processing*. 2006. V. 86 (3). P. 572—588.
 26. *Dong H.B., Li C.Q., Zou X.H.* Research progress of orientation and alignment of carbon nanotubes in polymer implemented by applying electric field // *Materials Reports*. 2018. V. 32 (3). P. 427—433+442.
 27. *Zhu Y.F.* Process improvement in preparation of epoxy/carbon nanotube composites // *Journal of Reinforced Plastics and Composites*. 2011. V. 30 (9). P. 809—814.
 28. *Shi J.* Research on the relationship between GH738 tissue and ultrasonic signal based on quantitative metallography. Master Thesis, Nanchang Hangkong University, China. 2018. P. 42—45.
-

ОЦЕНКА ПРЕДЕЛА ПРОЧНОСТИ ПРИ СЖАТИИ В САМОУПЛОТНЯЮЩЕМСЯ БЕТОНЕ, ПОДВЕРЖЕННОМУ ЦИКЛИЧЕСКОМУ ЗАМОРАЖИВАНИЮ И ОТТАИВАНИЮ, С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ УЛЬТРАЗВУКОВОГО ИМПУЛЬСНОГО МЕТОДА

© 2022 г. Абдулкадер Эль-Мир^{1,*}, Самер Эль-Захаб^{1,**}

¹ Баламандский университет, Триполи 1400, Ливан
E-mail: *abdulkader.elmir@fty.balamand.edu.lb; **samer.elzahab@hotmail.com

Поступила в редакцию 30.11.2021; после доработки 14.01.2022
Принята к публикации 21.01.2022

Разработка и использование самоуплотняющихся бетонов (СУБ) значительно расширились за последнее десятилетие. Данная работа направлена на оценку влияния использования воздухововлекающих добавок (ВВД) на предел прочности при сжатии СУБ, подвергнутых циклам замораживания—оттаивания (З—О). Для сравнения были приготовлены шесть смесей с фиксированным содержанием порошка 580 кг/м³, которые были разделены на две категории: немодифицированные и воздухововлекающие смеси СУБ. Для каждой категории водоцементное отношение (в/ц) варьировалось в пределах 0,45, 0,5 и 0,56. Соответствующие измерения предела прочности при сжатии и скорости ультразвука (СУЗ) были проведены на образцах до и после 400 циклов З—О. Результаты испытаний показали, что ВВД увеличивает параметры СУБ, особенно при более низких значениях в/ц. Сведения о характеристиках воздушных полостей подтверждают улучшенные характеристик воздухововлекающего СУБ, который при наличии воздушных полостей также выдерживает разрушающие растягивающие напряжения, возникающие в результате циклов З—О. Кроме того, остаточную прочность при сжатии СУБ можно точно оценить с помощью измерений СУЗ.

Ключевые слова: предел прочности при сжатии, циклы замораживания и оттаивания, самоуплотняющийся бетон, ультразвуковой импульс.

DOI: 10.31857/S013030822202004X

1. ВВЕДЕНИЕ

Разработка и использование самоуплотняющегося бетона (СУБ) значительно расширились, особенно в строительстве и ремонте таких конструкций, как мосты, плотины и башни. Такой тип хорошо обрабатываемого материала требует больших количеств цемента/порошка для обеспечения надлежащих реологических свойств, что, в свою очередь, облегчает его использование в нагруженных элементах [1, 2]. В целом на цементный сектор приходится около 7 % выбросов углекислого газа, которые могут нанести вред окружающей среде и экосистемам [3]. Чтобы смягчить его пагубное воздействие на окружающую среду, ученые и специалисты по технологии бетона призвали к использованию отходов или побочных материалов в бетоне, таких как зольная пыль, гранулированный доменный шлак и кварцевая пыль. Такая практика оказалась эффективной для получения бетона с высокими эксплуатационными характеристиками при одновременном снижении выбросов CO₂ и уменьшении отходов на полигонах [4, 5]. Использование отработанного перлита (ОП) в СУБ показало многообещающие результаты с точки зрения свойств свежего и затвердевшего бетона [6—8]. Например, Окуиси и др. обнаружили, что природный перлитовый порошок увеличивает предел прочности при сжатии полужестких бетонных смесей по сравнению с контрольной смесью [7]. Ramezaniarouf и др. доказали, что кальцинированный сырой перлит повышает долговечность бетона [8]. Тем не менее нет результатов по оценке совместного действия воздухововлекающих добавок (ВВД) и ОП в СУБ, особенно при холодном воздействии. Такие данные могут представлять особый интерес для инженеров-строителей, которым необходимо оценивать предел прочности при сжатии СУБ, включающего ОП.

Строительная отрасль в значительной степени зависит от использования неразрушающего контроля (НК) для оценки целостности конструкций. Это осуществляется путем косвенной оценки предела прочности бетона при сжатии с использованием упругого отскока молотка, скорости ультразвука (СУЗ) или других средств неразрушающего контроля [9, 10]. В течение последних 60 лет большинство исследователей интуитивно рассматривали факторы, которые могли бы непосредственно проиллюстрировать взаимосвязь между неразрушающим и разрушающим контролем, для получения точных результатов с минимальными разрушениями [11, 12]. Эти факторы включают состав бетона, возраст бетона и условия воздействия окружающей среды. Например, Szilágyi и др. обнаружили сильную корреляцию в параметрах повторяемости

между показателем упругого отскока молотка и прочностью бетона, где коэффициент вариации имел тенденцию к снижению с увеличением среднего значения показателя отскока [13]. Другое исследование показало, что состав бетона обязательно повлияет на показатель отскока, учитывая включение воздухововлекающих добавок, наличие которых может приводить к изменениям коэффициентов вариации показателя отскока [14]. Это было связано с относительным включением воздушных пустот, приводящих к плохой микроструктуре и увеличению общей пористости бетона. Saha и Amanat заметили, что типы заполнителя (то есть: каменная крошка, глиняная кирпичная крошка и заполнители из переработанного бетона) могут влиять на прогнозирование предела прочности бетона при сжатии [15]. Таким образом, для надежной и точной оценки предела прочности при сжатии перед контролем необходимо учитывать ключевые факторы, снижающие прочность бетона.

Использование ВВД доказало способность повышать устойчивость бетона к повреждениям, вызванным действием мороза [16, 17]. Когда бетон подвергается воздействию мороза, вода увеличивается в объеме (около 9 %) и вызывает появление микротрещин, что постепенно увеличивает отслаивание поверхностей после нескольких циклов замораживания—оттаивания (З—О). Кроме того, включение ВВД помогло справиться с гидравлическим давлением, вызванным замерзанием, учитывая их способность сокращать поверхностное натяжение на границе раздела воды. В нескольких исследованиях рассматривалось включение ВВД для улучшения характеристик самоуплотняющихся бетонов в условиях сильного холода [18—20]. Lazniewska-Riekaгczyk изучала влияние типа примеси на воздушно-пустотные параметры безвоздушных и воздухововлекающих высокоэффективных СУБ, изготовленных с различными типами модификаторов вязкости и ВВД. Исследование образцов СУБ с помощью анализатора воздушных пустот показало, что характеристики воздушных полостей строго зависят от типа ВВД [18]. Assaad и др. продемонстрировали, что включение стирол—бутадиенового каучука более эффективно, чем ВВД, для подавления снижения прочности сцепления образцов строительных растворов, подвергнутых циклам замораживания—оттаивания [16]. Puthipad и др. обнаружили, что эффект шарикоподшипника вовлеченных пузырьков воздуха способствует самоуплотняющейся способности свежего СУБ, включающего зольную пыль [21].

Данная исследовательская работа является частью большого исследования, посвященного влиянию воздухововлекающих добавок на свежие свойства и долговечность смесей самоуплотняющихся бетонов. Соответственно, косвенная оценка предела прочности при сжатии была проведена до и после З—О, и эта статья представляет собой продолжение предыдущей статьи [6], направленной на проверку возможности использования отработанного перлита в СУБ. Методы контроля включают определение предела прочности при сжатии, скорости ультразвука и параметров воздушных пустот. Особое внимание уделялось оценке прочности смесей СУБ, подвергнутых 400 циклам З—О. Такие данные могут представлять особый интерес для инженеров, которым требуется оценивать конструкции, подверженные холодному воздействию, при минимизации использования разрушающих методов контроля.

2. ПРОЦЕДУРА ЭКСПЕРИМЕНТА

2.1. Материалы и пропорции смесей

В этом исследовании использовали портландцемент, соответствующий BS EN 197-1, и коммерчески доступный порошок ОП [22]. Их физические свойства и химический состав приведены в табл. 1.

В качестве заполнителей использовали речной песок (0—4 мм) и гравий (4—16 мм); их относительная плотность, модуль крупности и водопоглощение составляли 2,62/2,65, 3,71/7,45 и 1,1/1,85 соответственно. Гранулометрический состав заполнителей, состоящих из 45 % песка и 55 % гравия, показан на рис. 1. Коммерчески доступный суперпластификатор (СП) на основе поликарбоксилата и синтетическая ВВД добавлялись в смеси СУБ для достижения пригодной удобообрабатываемости и повышенной долговечности в условиях З—О соответственно.

В этом исследовании оценивались три немодифицированные смеси СУБ вместе с тремя другими смесями с ВВД. Содержание связующего компонента при фиксированном количестве воды составляло 320, 360 и 400 кг/м³ (т.е. 180 кг/м³). Таким образом, получаются водоцементные (в/ц) отношения 0,56, 0,5 и 0,45. Отработанный перлит добавлялся в качестве наполнителя раствора для достижения постоянного общего содержания порошка 580 кг/м³, в то время как отношение песка к заполнителю оставалось фиксированным на уровне 0,45 для всех смесей СУБ.

Таблица 1

Химические и физические свойства цемента и ОП

Химический состав	Цемент	ОП
SiO ₂	25,53	73,8
Al ₂ O ₃	6,3	14,4
Fe ₂ O ₃	2,29	19,96
CaO	55,59	1,17
MgO	4,05	0,15
SO ₃	2,34	–
K ₂ O	0,78	3,76
Na ₂ O	0,33	2,12
TiO ₂	0,28	0,086
P ₂ O ₅	0,03	–
Физический свойства		
Относительная плотность	3,1	2,33
Уд. поверхность по Блейну, см ² /г	3450	1670
Потери при прокаливании, %	2,15	1,87

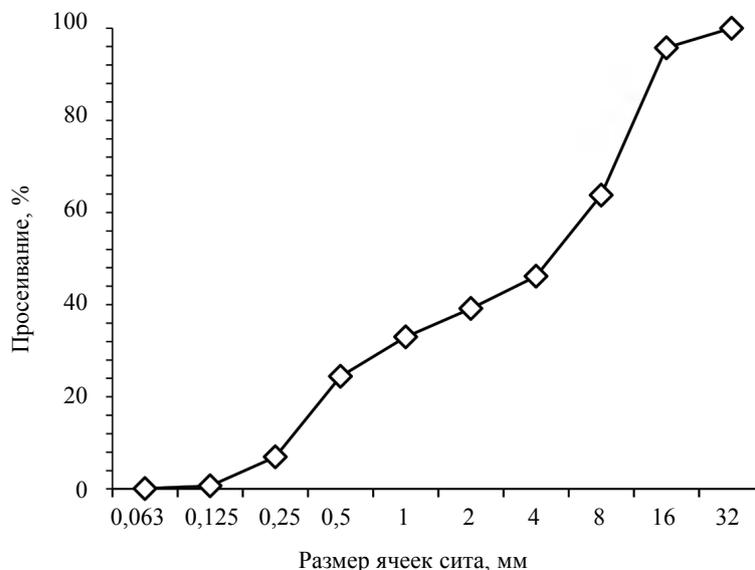


Рис.1. Кривая гранулометрического состава заполнителей.

Содержание суперпластификатора было подобрано таким образом, чтобы обеспечить для бетона класс SF3 [23], показывающего высокую текучесть с расплывом, колеблющимся в пределах около $79 \pm 1,5$ см. ВВД вводили в постоянной соотношении 0,15 % от массы цемента. В табл. 2 приведены пропорции смесей для немодифицированных и воздухововлекающих смесей самоуплотняющихся бетонов.

Смеси перемешивались в смесителе с вращающимися горизонтальными лопастными валами в корытообразном корпусе. В начале заполнители (то есть песок и гравий) доводились до однород-

Пропорции смесей

ID-смеси	кг/м ³					в/ц	мм
	Цемент	ОП	Заполнители	СП	ВВД		
320-U	320	260	1511	6,4		0,56	785
360-U	360	220	1520	7,5		0,5	800
400-U	400	180	1530	7,9		0,45	790
320-AE	320	260	1523	1,15	0,48	0,56	770
360-AE	360	220	1534	0,95	0,54	0,50	810
400-AE	400	180	1545	0,98	0,6	0,45	790

ного состояния вместе с примерно 40 % воды в течение 20 с в смесителе. Затем в смеситель с оставшейся водой и требуемым содержанием СП и ВВД добавляли цемент и ОП. Перемешивание продолжалось в течение 1 мин, после чего непосредственно оценивался распыл.

2.2. Методы контроля

После окончания перемешивания образцы кубической формы размером 150 мм извлекали из формы через 24 ч, выдерживали в воде в течение 7 суток, после чего перемещали в лабораторное помещение, где температура окружающей среды и относительная влажность воздуха варьировались в пределах 23 ± 4 °C и 50 ± 20 % соответственно. Величина скорости ультразвука в исследуемых смесях определяли с помощью портативного ультразвукового прибора типа «Proseq — TICO» с частотой измерения 54 кГц в соответствии с ASTM C 597-97 [24]. Контактную пасту наносили на деформированные бетонные поверхности кубических образцов с последующим симметричным подключением датчиков к устройству с одного направления для измерения времени прохождения ультразвука через бетонные кубы. СУЗ можно определить из следующего уравнения:

$$V = \frac{d}{t}, \quad (1)$$

где d — длина образца, м; t — время, мкс.

Предел прочности при сжатии на тех же образцах оценивали на универсальной гидравлической испытательной машине замкнутого цикла при постоянной скорости нагружения 11,25 кН/с по BS EN 12390-3 [25]. Измерения СУЗ и предела прочности при сжатии проводили для образцов возрастом 28 и 90 дней. Это отражено в методологии исследования, представленной на рис. 2.

Внутренние повреждения от воздействия холода оценивали на образцах бетона толщиной 150 мм возрастом 90 дней. Перед испытанием плотность оценивали по ASTM C642 [26]. Соответствующие кубы бетона сушили в печи, а затем оставляли в лабораторном помещении на 24 ч для остывания. После измерения начальных значений СУЗ образцы помещали в камеру, температура в которой держалась на уровне -20 °C в течение 4 ч, затем $+20$ °C в течение 4 ч при том, что образец дополнительно погружали в 3 %-й водный раствор NaCl. Изменение СУЗ регистрировали до количества в 400 циклов З—О с шагом 50 циклов. Таким образом, коэффициент долговечности (КД) был рассчитан по уравнению:

$$DF = \left(\frac{V_n}{V_0} \right)^2, \quad (2)$$

где V_n и V_0 представляют собой значения СУЗ, зарегистрированные после определенного количества циклов З—О и измеренные перед проведением испытания через 90 дней соответственно. Важно отметить, что после каждых 50 циклов ЗТ образцы извлекались из морозильной камеры, сушились в печи, затем выдерживались в лабораторном помещении в течение 24 ч для охлаждения при температуре окружающей среды 23 ± 4 °C и относительной влажности 50 ± 20 %. После этого

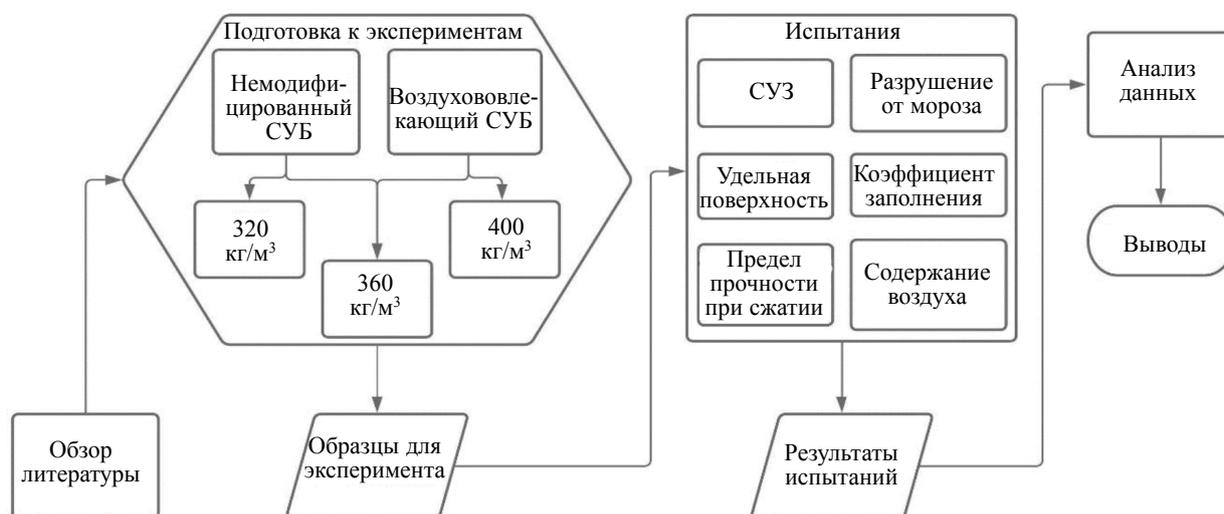


Рис. 2. Методология исследования.

проводили измерения СУЗ, а затем образцы возвращались в морозильную камеру до завершения 400 циклов З—О. Наконец, образцы были испытаны на сжатие.

Характеристики воздушных пустот затвердевшего бетона определялись с помощью компьютеризированной системы анализа изображений «RapidAir». Перед проведением испытаний была проведена подготовка/полировка поверхности нарезанных образцов размером $150 \times 150 \times 20$ мм из кубов со стороной 150 мм в соответствии с ASTM C457 [27]. Процентное содержание бетона каждой смеси рассчитывалось и учитывалось в интегрированном модуле анализа пористости согласно EN 480-11 [28]. Следовательно, были определены содержание воздуха (в %), удельная поверхность (в мм^{-1}) и коэффициент заполнения (в мм).

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

3.1. Контроль бетона в стандартных условиях

Влияние содержания цемента и ВДВ на предел прочности при сжатии через 28 и 90 дней для смесей СУБ показано на рис. 3. Можно заметить, что предел прочности при сжатии имеет тенденцию к увеличению при наличии добавок цемента. Например, предел прочности при сжатии через 28 суток увеличилась с 52,9 до 62,9 и 76,5 МПа для немодифицированных смесей СУБ, содержащих 320, 360 и 400 $\text{кг}/\text{м}^3$ цемента соответственно. Это может быть напрямую связано с более высоким содержанием связывающего компонента, что может приводить к увеличению количества продуктов гидратации и, следовательно, к уменьшению пористости в гидратирующей системе [9]. Интересно отметить, что улучшение $\sigma_{\text{сж}}$ через 28 дней было заметным из-за включения ОП, отражающего наличие пуццолановой активности между 28 и 90 днями в гидратирующей матрице. Такие результаты согласуются с современными литературными данными, которые можно объяснить комбинацией явлений, включая более высокую пуццолановую активность и определенное количество воды для затворения, поглощаемой материалами из ОП, что может способствовать реакциям гидратации и развитию прочности с течением времени [6, 7]. Включение ВВД было связано с более низкими значениями предела прочности при сжатии, что может быть естественным образом связано с относительным увеличением объема воздуха. Например, предел прочности при сжатии снизился с 62,9 и 76,5 для немодифицированных до 51,6 и 55 МПа для воздухововлекающих смесей, изготовленных из 360 и 400 $\text{кг}/\text{м}^3$ цемента соответственно. Это можно объяснить увеличением содержания воздуха в смесях с ВВД по сравнению с немодифицированными смесями. Согласно табл. 3 содержание воздуха увеличилось с 3,13 и 2,70 % до 9,95 и 8,64 % для воздухововлекающих смесей с содержанием связывающего компонента 360 и 400 $\text{кг}/\text{м}^3$ соответственно. Тем не менее стоит отметить, что воздухововлекающие смеси требуют более низкой потребности

Результаты измерения параметров пористости, предела прочности при сжатии и скорости ультразвука

ID смеси	Удельный вес	Параметры пористости			До циклов З—О				После 400 циклов З—О	
		Содержание воздуха, %	Удельная поверхность, мм ⁻¹	Коэффициент заполнения, мм	СУЗ, км/с		σ _{сж} , МПа		СУЗ, км/с	σ _{сж} , МПа
					28 дн.	90 дн.	28 дн.	90 дн.		
320-U	2357	3,54	39,48	0,168	4,392	4,575	52,9	66,9	4,35	64,10
360-U	2385	3,13	23,71	0,299	4,463	4,63	62,9	77	4,29	70,50
400-U	2391	2,70	17,18	0,443	4,595	4,69	76,5	90,9	4,12	77,90
320-AE	2177	10,19	26,95	0,144	4,05	4,158	38,4	48,3	3,96	46,26
360-AE	2208	9,95	30,83	0,129	4,15	4,254	51,6	61,3	4,05	58,48
400-AE	2219	8,64	44,55	0,181	4,315	4,45	55,0	64,5	4,16	59,48

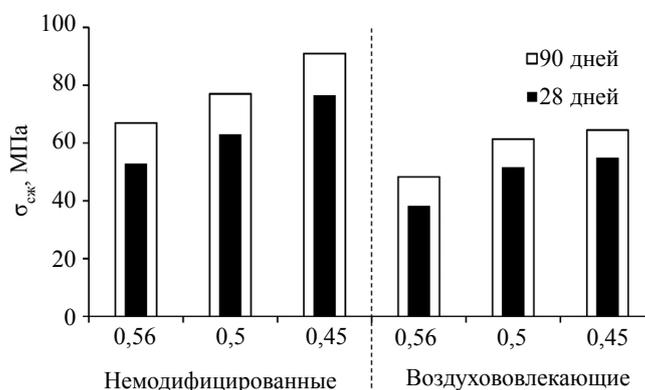


Рис. 3. Влияние в/ц на нарастание прочности немодифицированных и воздухововлекающих смесей.

в СП для достижения требуемой удобообрабатываемости, что может быть связано с добавлением ВВД, которые способствуют высаливанию смесей [30].

Значения СУЗ, определенные через 28 и 90 дней для немодифицированных и воздухововлекающих смесей СУБ, показаны на рис. 4. Ясно, что у смесей, приготовленных с повышенным содержанием цемента, проявлялись повышенные значения СУЗ (например, СУЗ у 28-суточного образца увеличилась с 4,227 до 4,520 км/с для смесей с содержанием цемента 320 и 400 кг/м³ соответственно). Это может быть связано с уменьшением в/ц, что, в свою очередь, снижает пористость бетона [6]. Независимо от содержания цемента, смеси, включающие ВВД, имели сниженные СУЗ. Так, СУЗ 90-суточных образцов снизились с 4,392, 4,463 и 4,595 км/с до 4,05, 4,15 и 4,315 км/с для смесей с содержанием цемента 320, 360 и 400 кг/м³ соответственно. Такие результаты согласуются с современной литературой, отражающей влияние ВВД на пористость и плотность цементной матрицы [16, 19]. Следует отметить, что снижение механических свойств воздухововлекающих смесей связано со снижением характеристик плотности (см. табл. 3).

Регрессионный анализ широко используется в материаловедении для создания эмпирических моделей, которые облегчают прогнозирование механических свойств. Зависимость между результатами измерения σ_{сж} и СУЗ, определенными для образцов через 28 и 90 дней, представлена на рис. 5. Интересно отметить, что аппроксимирующая кривая по стандарту BS EN 13791 [30] занижает фактический предел прочности при сжатии, поэтому при использовании предложенной модели рекомендуется положительный сдвиг по оси σ_{сж}.

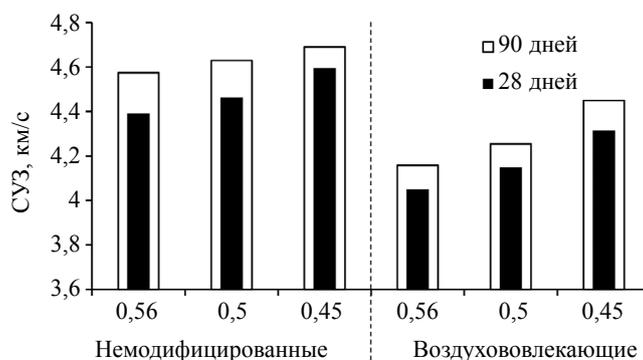


Рис. 4. Влияние в/ц на нарастание СУЗ в немодифицированных и воздуховвлекающих смесях.

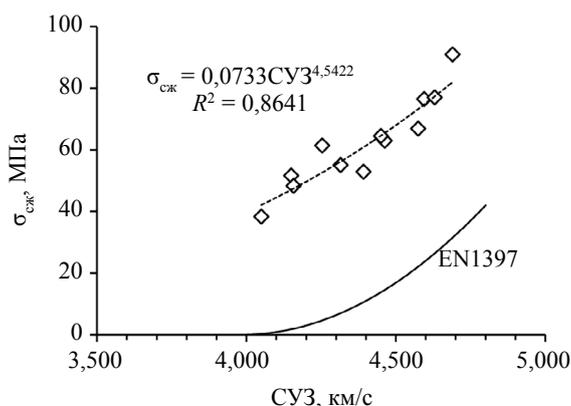


Рис. 5. Взаимосвязь между СУЗ и пределом прочности при сжатии.

3.2. Бетон, подверженный циклам З—О

На рис. 6 представлено изменение КД, определяемого через каждые 50 циклов З—О для смесей СУБ, приготовленных с различным в/ц. Независимо от включения ВВД в СУБ, все смеси показали высокий КД после 200 циклов З—О; после 400 циклов З—О КД немного уменьшился. Например, КД снизился с 98 до 92 и 86 % для смесей 320-U, 360-U и 400-U соответственно. Это можно объяснить внутренним растрескиванием цементного теста, которое более выражено при накоплении циклов З—О [18]. Падение КД особенно заметно для немодифицированных смесей, приготовленных с в/ц 0,45. Действительно, смесь 400-U показала наибольшее падение прочности в 14 % под воздействием мороза. Это может быть связано с соответствующими характеристиками пористости, имеющих относительно высокий коэффициент заполнения и низкое содержание воздуха 2,7% и 0,443 мм соответственно.

Влияние ВВД на КД и падение прочности для смесей СУБ, подвергнутых 400 циклам З—О, представлено на рис. 7. Как правило, влияние снижения содержания цемента (т.е. увеличение концентрации ОП) приводило к повышению устойчивости к циклам З—О, в то время как использование ВВД оказалось эффективным в снижении деградации бетона, особенно для смесей СУБ, приготовленных с относительно низким в/ц. Использование ВВД привело к уменьшению скорости падения КД и $\sigma_{сж}$; например, КД увеличился с 77 до 87 %, в то время как падение $\sigma_{сж}$ уменьшилось с 14 до 8 % для смеси СУБ, приготовленной с 0,45 в/ц. Это можно объяснить действием пузырьков воздуха, которые действуют как резервуары для отведения незамерзшей воды, когда она течет из зон замерзания через систему капиллярных пор. Следовательно, растягивающие напряжения/давление в затвердевшей фазе, вызывающие внутренние повреждения бетона, ослабевают. Интересно отметить, что самая высокая значение КД после 400 циклов

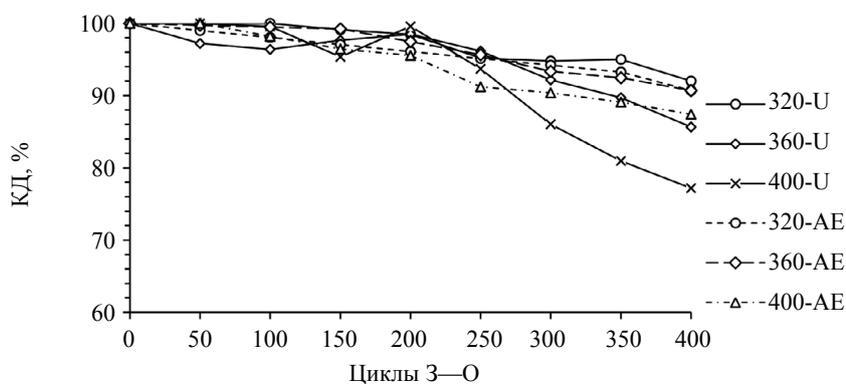


Рис. 6. Изменение КД с увеличением числа циклов З—О.

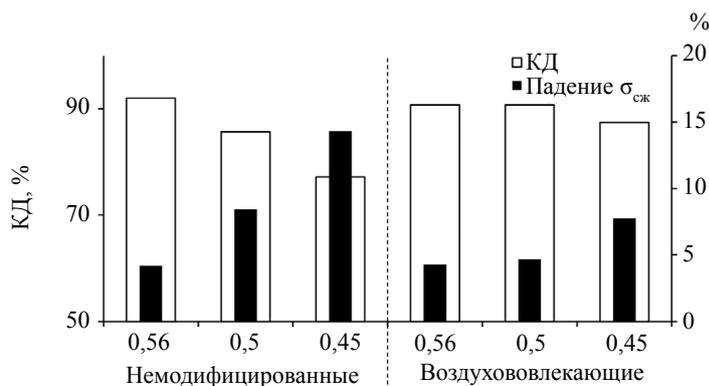


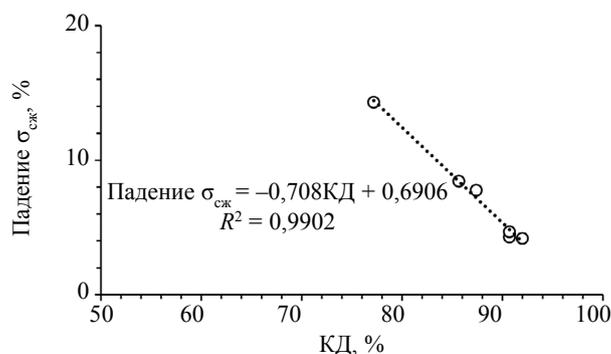
Рис. 7. Влияние в/ц на КД немодифицированных и воздухововлекающих смесей.

З—О наблюдалась для смеси 0,56 в/ц; таким образом показывается более низкое воздействие на смеси, приготовленные с более высоким содержанием в/ц.

Аналогичные тенденции наблюдались при определении предела прочности при сжатии у смесей СУБ с воздухововлекающими добавками. Можно заметить, что падение прочности улучшается при введении ВВД; например, уменьшение $\sigma_{сж}$ на 14 %, отмеченное для немодифицированной смеси 400-U, уменьшилось до 8 % при добавлении ввд. Интересно отметить, что ВВД кажутся эффективными для смесей с относительно низким в/ц соотношением. Таким образом, добавление ВВД улучшило устойчивость к циклам З—О, при этом обнаруживается благотворное влияние такой добавки на уменьшение внутренних повреждений под действием мороза. Однако снижение предела прочности при сжатии сопровождалось уменьшением коэффициента заполнения, что, по-видимому, благоприятно для сопротивления бетона к З—О [31]. Например, коэффициент заполнения уменьшился с 0,299 до 0,129 мм для смесей 360-U и 360-AE соответственно. Такие результаты согласуются с другими свойствами затвердевшего бетона (например, $\sigma_{сж}$ и СУЗ), что, в частности, отражает важность обеспечения воздушных пустот в СУБ для повышения устойчивости к холодам. Стоит отметить, что использование ОП помогло улучшить микроструктуру бетона и способствовало компенсации разрушительных растягивающих напряжений при холоде, благодаря комплексным и синергетическим эффектам вследствие объединения ВВД и ОП в СУБ.

На рис. 8 показана зависимость между КД и результирующим падением предела прочности при сжатии после 400 циклов З—О. Можно заметить, что чем ниже КД, тем больше падение предела прочности при сжатии. Точное соотношение с R^2 , равным 0,99, между КД и измерением падения $\sigma_{сж}$ выражалось как

$$\text{Падение } \sigma_{сж} = -0,708 \text{ КД} + 0,6906.$$

Рис. 8. Взаимосвязь между падением $\sigma_{сжк}$ и КД после 400 циклов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Самоуплотняющийся бетон является очень надежным и универсальным типом бетона, но все еще требует более глубоких исследований его поведения в различных условиях, включая замораживание—оттаивание. Эта исследовательская работа предусматривала изучение поведения самоуплотняющихся бетонов в циклах замораживание—оттаивание с процессами воздухоовлечения и без него. Образцы были испытаны в нормальных условиях и в условиях замораживания—оттаивания. Данная работа является продолжением предыдущей работы, направленной на оценку эффективности отработанного перлита в самоуплотняющихся бетонах. Соответственно, можно выделить важные выводы.

Во-первых, механические свойства самоуплотняющихся бетонов, включая предел прочности при сжатии и скорости ультразвука, не улучшались при добавлении воздухоовлекающих добавок. Тем не менее воздухоовлекающие добавки доказали свою эффективность в сдерживании ухудшения самоуплотняющихся бетонов под воздействием холода. Положительный эффект достигается за счет пузырьков воздуха, образующихся при добавлении воздухоовлекающих добавок, которые действуют как резервуары для рассеивания внутреннего давления, создаваемого увеличением объема при замораживании. Кроме того, независимо от содержания цемента, предел прочности при сжатии самоуплотняющихся бетонов, содержащих воздухоовлекающие добавки, был всегда ниже по сравнению с немодифицированными смесями.

Вышеупомянутая работа может быть расширена за счет включения других видов примесей и их влияния на самоуплотняющиеся бетоны. Кроме того, аналогичные подходы можно использовать для исследования других экстремальных погодных условий, с которыми могут столкнуться самоуплотняющиеся бетоны, такие как длительное воздействие высокой температуры и высокой влажности. Дальнейшим шагом также было бы изучение влияния таких экстремальных условий на самоуплотняющийся бетон, используемый в железобетоне, и насколько хорошо самоуплотняющиеся бетоны помогают защитить арматуру от внешних условий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Assaad J.J., Khayat K.H. Form pressure characteristics of self-consolidating concrete used in repair // Cem. Concr. Compos. 2021. V. 122. P. 104118. Doi:10.1016/j.cemconcomp.2021.104118
2. Hwang S.D., Khayat K.H. Durability characteristics of self-consolidating concrete designated for repair applications // Mater. Struct. Constr. 2009. V. 42. P. 1—14. Doi: 10.1617/s11527-008-9362-1
3. Ali M.B., Saidur R., Hossain M.S. A review on emission analysis in cement industries // Renew. Sustain. Energy Rev. 2011. V. 15. P. 2252—2261. Doi: 10.1016/j.rser.2011.02.014
4. Megat Johari M.A., Brooks J.J., Kabir S., Rivard P. Influence of supplementary cementitious materials on engineering properties of high strength concrete // Constr. Build. Mater. 2011. V. 25. P. 2639—2648. Doi:10.1016/j.conbuildmat.2010.12.013
5. Justnes H. How to Make Concrete More Sustainable // J. Adv. Concr. Technol. 2015. V. 13. P. 147—154. Doi:10.3151/jact.13.147
6. Mir El, Nehme S.G. Utilization of industrial waste perlite powder in self-compacting concrete // J. Clean. Prod. 2017. V. 156. P. 507—517. Doi:10.1016/j.jclepro.2017.04.103
7. Okuyucu D., Turanli L., Uzal B., Tankut T. Some characteristics of fibre-reinforced semi-lightweight concrete with unexpanded perlite // Mag. Concr. Res. 2011. V. 63. P. 837—846. Doi: 10.1680/macr.2011.63.11.837

8. Ramezaniapour A.A., Motahari Karein S.M., Vosoughi P., Pilvar A., Isapour S., Moodi F. Effects of calcined perlite powder as a SCM on the strength and permeability of concrete // *Constr. Build. Mater.* 2014. V. 66. P. 222—228. Doi:10.1016/j.conbuildmat.2014.05.086
9. Revilla-Cuesta V., Skaf M., Serrano-López R., Ortega-López V. Models for compressive strength estimation through non-destructive testing of highly self-compacting concrete containing recycled concrete aggregate and slag-based binder // *Constr. Build. Mater.* 2021. V. 280. Doi:10.1016/j.conbuildmat.2021.122454
10. Singh N., Singh S.P. Evaluating the performance of self compacting concretes made with recycled coarse and fine aggregates using non destructive testing techniques // *Constr. Build. Mater.* 2018. V. 181. P. 73—84. Doi:10.1016/j.conbuildmat.2018.06.039
11. Brozovsky J. High-strength concrete-NDT with rebound hammer: Influence of aggregate on test results // *Nondestruct. Test. Eval.* 2014. V. 29. P. 255—268. Doi:10.1080/10589759.2014.926897
12. Breyse D., Balayssac J.P. Strength assessment in reinforced concrete structures: From research to improved practices // *Constr. Build. Mater.* 2018. V. 182. P. 1—9. Doi:10.1016/j.conbuildmat.2018.06.093
13. Szilágyi K., Borosnyói A., Zsigovics I. Extensive statistical analysis of the variability of concrete rebound hardness based on a large database of 60 years experience // *Constr. Build. Mater.* 2014. V. 53. P. 333—347. Doi:10.1016/j.conbuildmat.2013.11.113
14. Mir El, Nehme S.G. Repeatability of the rebound surface hardness of concrete with alteration of concrete parameters // *Constr. Build. Mater.* 2017. V. 131. Doi:10.1016/j.conbuildmat.2016.11.085
15. Saha A.S., Amanat K.M. Rebound hammer test to predict in-situ strength of concrete using recycled concrete aggregates, brick chips and stone chips // *Constr. Build. Mater.* 2021. V. 268. Doi:10.1016/j.conbuildmat.2020.121088
16. Assaad J.J., Hamzeh F., Hamad B. Qualitative assessment of interfacial bonding in 3D printing concrete exposed to frost attack // *Case Stud. Constr. Mater.* 2020. V. 13. Doi:10.1016/j.cscm.2020.e00357
17. Ley M.T., Welch D., Peery J., LeFlore J. Determining the air-void distribution in fresh concrete with the Sequential Air Method // *Constr. Build. Mater.* 2017. V. 150. P. 723—737. Doi:10.1016/j.conbuildmat.2017.06.037
18. Liu K., Yan J., Hu Q., Sun Y., Zou C. Effects of parent concrete and mixing method on the resistance to freezing and thawing of air-entrained recycled aggregate concrete // *Constr. Build. Mater.* 2016. V. 106. P. 264—273. Doi:10.1016/j.conbuildmat.2015.12.074
19. Łażniewska-Piekarczyk B. The influence of admixtures type on the air-voids parameters of non-air-entrained and air-entrained high performance SCC // *Constr. Build. Mater.* 2013. V. 41. P. 109—124. Doi:10.1016/j.conbuildmat.2012.11.086
20. Shon C.S., Abdigaliyev A., Bagitova S., Chung C.W., Kim D. Determination of air-void system and modified frost resistance number for freeze-thaw resistance evaluation of ternary blended concrete made of ordinary Portland cement/silica fume/class F fly ash // *Cold Reg. Sci. Technol.* 2018. V. 155. P. 127—136. Doi:10.1016/j.coldregions.2018.08.003
21. Puthipad N., Ouchi M., Rath S., Attachaiyawuth A. Enhancement in self-compactability and stability in volume of entrained air in self-compacting concrete with high volume fly ash // *Constr. Build. Mater.* 2016. V. 128. P. 349—360. Doi:10.1016/j.conbuildmat.2016.10.087
22. BS EN 197-1, Cement Part 1: Composition, specifications and conformity criteria for common cements, British Standards Institution, UK, 2011.
23. S. EFNARC, Guidelines for Self-Compacting Concrete, European Federation for Specialist Construction Chemicals and Concrete Systems, UK, 2002.
24. ASTM C597, Standard Test Method for Pulse Velocity Through Concrete, 1997.
25. BS EN 12390-3, Testing hardened concrete Part 3: Compressive strength of test specimens, British Standards Institution, UK, 2011.
26. ASTM C642, Standard Test Method for Density, Absorption, and Voids in Hardened Concrete, 2013.
27. ASTM C457, Standard Test Method for Microscopical Determination of Parameters of the Air-Void System in Hardened Concrete, 2016.
28. BS EN 480-11, Admixtures for concrete, mortar and grout — test methods. Determination of air void characteristics in hardened concrete, 2005.
29. Łażniewska-Piekarczyk B. The type of air-entraining and viscosity modifying admixtures and porosity and frost durability of high performance self-compacting concrete // *Constr. Build. Mater.* 2013. V. 40. P. 659—671. Doi:10.1016/j.conbuildmat.2012.11.032
30. EN 13791, Assessment of in-situ compressive strength in structures and precast concrete components, 2007.
31. Shah H.A., Yuan Q., Zuo S. Air entrainment in fresh concrete and its effects on hardened concrete-a review // *Constr. Build. Mater.* 2021. V. 274. Doi:10.1016/j.conbuildmat.2020.121835

ТОЧНЫЕ ФОРМУЛЫ НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ВНУТРИ И ВНЕ ОДНОРОДНОГО ЭЛЛИпсоИДАЛЬНОГО МАГНЕТИКА ВО ВНЕШНЕМ ОДНОРОДНОМ В ОБЛАСТИ МАГНЕТИКА ПОЛЕ

© 2022 г. В.В. Дякин¹, О.В. Кудряшова^{1,*}, В.Я. Раевский^{1,**}

*¹Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН,
Россия 620137 Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18
E-mail: *kudryashova_ov@imp.uran.ru; **ravskii@mail.ru*

Поступила в редакцию 13.01.2022; после доработки 01.02.2022
Принята к публикации 01.02.2022

Рассмотрена прямая задача магнитостатики — вычисление напряженности результирующего магнитного поля внутри и вне однородного магнетика в форме произвольного эллипсоида, помещенного в область однородности внешнего магнитного поля. Приведены конечные формулы для расчета указанной напряженности, содержащие элементарные функции или неполные эллиптические интегралы. Из них получены формулы напряженности для «предельных» случаев магнетика указанной формы: пластина конечной толщины, бесконечный круговой цилиндр и цилиндр с эллиптическим поперечным сечением, шар. Проведено сравнение с рядом известных формул для этих случаев.

Ключевые слова: основное уравнение магнитостатики, прямая задача, эллипсоидальный магнетик, магнитный неразрушающий контроль.

DOI: 10.31857/S0130308222020051

1. ВВЕДЕНИЕ

Для решения многих практических задач из области магнетизма, например, задач неразрушающего магнитного контроля, актуальной является проблема создания и программной реализации алгоритмов аналитического или численного решения задач магнитостатики по вычислению напряженности результирующего поля применительно к магнитным телам различной формы, помещенным во внешнее магнитное поле. Решение этой проблемы развивается в двух направлениях. Прежде всего, расширяется круг задач (в смысле усложнения геометрии исследуемых магнетиков, характера их магнитной проницаемости, конфигурации внешнего поля), для которых получены либо точные аналитические формулы вычисления указанной напряженности, либо предложены численно-аналитические алгоритмы, дающие ответ с контролируемой задаваемой точностью. Но круг таких задач пока еще недостаточно широк и исчерпывается, в основном, конфигурациями однородных и изотропных магнетиков идеальных геометрических форм с идеальными же формами дефектов в них. Во многих же реальных задачах геометрия исследуемых магнетиков и/или характер их магнитной проницаемости достаточно сложны и не поддаются пока решению указанными аналитическими или численно-аналитическими методами. Поэтому в последнее время бурное развитие получило создание так называемых универсальных пакетов программ (типа ANSYS или ELCUT), реализующих численный метод конечных элементов. Главное преимущество таких программных продуктов — их универсальность в плане *формальной* возможности применения к самому широкому кругу магнитостатических задач, возникающих для описания полей от магнетиков практически произвольной формы с достаточно общими типами линейной и нелинейной связи в материальных соотношениях. Однако практическое применение таких пакетов программ таит в себе множество подводных камней, подробному описанию которых посвящена работа [1]. Отдельно отметим основной их недостаток — существенная субъективность выбора многочисленных входных параметров и отсутствие в большинстве случаев сколько-нибудь полного представления о величине погрешности полученных результатов, без которого ценность применения таких программ становится весьма сомнительной. Основным же достоинством программ, реализующих аналитические методы решения, является полный контроль величины погрешности результата и возможность ее регулирования за счет изменения числовых параметров программы. Это то достоинство, отсутствие которого, как отмечено, является главным недостатком универсальных пакетов программ.

Выходом, на наш взгляд, является комбинированное использование указанных двух подходов в том направлении, чтобы достоинства программ, реализующих точные методы решения, в возможной мере помогли нивелировать основные недостатки пакетов универсальных программ. Для

каждой реальной задачи желательно найти из имеющейся уже достаточно широкой базы по возможности наиболее близкую к ней (по форме и конфигурации магнетиков, их физическим параметрам), для которой имеется программа, реализующая алгоритм решения с гарантированной точностью результата. После этого задать используемому универсальному пакету геометрические и физические параметры именно этой вспомогательной задачи (для которой получены результаты с гарантированной точностью) и подбирать стратегии и многочисленные субъективные параметры универсального пакета именно из критерия наибольшего совпадения с полученными точными результатами. Затем, определив таким образом оптимальную стратегию и оптимальные субъективно задаваемые универсальному пакету параметры, получить представление о точности получаемых при этом результатов. Потом в этой стратегии и с этими параметрами запустить универсальную программу для реальной задачи. И тогда можно хотя бы на уровне правдоподобия говорить о точности получаемого при этом результата.

В связи со сказанным встает актуальная задача — получить как можно более обширную базу точно решаемых задач для как можно большего разнообразия форм магнетика и его физических параметров, имеющих самостоятельное практическое применение, а также для того, чтобы была возможность найти среди них наиболее близкую для более сложной реальной задачи, которая в эту базу пока не входит. В этом направлении уже проделана большая работа (см., например, [2—9]), которая, несомненно, должна и будет продолжаться. Этому же посвящена и данная статья.

Достаточно благоприятным в этом отношении объектом исследования является однородный магнетик в форме произвольного эллипсоида, помещенный в область однородности внешнего поля. Одним из достоинств такой модели является конечность размеров такого магнетика (в большинстве точные решения удавалось получить для объектов с теми или иными бесконечными геометрическими размерами), а также наличие большого числа степеней свободы расположения и размеров такого объекта (координаты центра эллипсоида, размеры его полуосей и параметры углов, определяющих направления ориентации в пространстве). Это позволяет с той или иной степенью точности аппроксимировать таким магнетиком многие реальные объекты, имеющих подобную асимметрию формы, произвольное расположение и ориентацию в пространстве. Другим достоинством такой модели является возможность получения точных формул результирующей напряженности в конечном виде, содержащих лишь элементарные либо некоторые специальные функции. В настоящей работе на основе так называемого основного уравнения магнитостатики получены формулы упомянутого вида для напряженности результирующего поля как внутри, так и вне произвольного эллипсоидального магнетика, а также аналогичные формулы для предельных случаев — бесконечной пластины конечной толщины и бесконечно длинного цилиндра как с круговым, так и с эллипсоидальным поперечным сечением. Эти формулы, собранные в одной работе, могут служить как справочным материалом, так и для решения соответствующих задач с подходящими реальными объектами, а также для предложенного выше подхода определения погрешности работы универсальных пакетов программ.

2. ОБЩАЯ СХЕМА РАСЧЕТА НАПРЯЖЕННОСТИ РЕЗУЛЬТИРУЮЩЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Для решения прямых и обратных задач магнитостатики мы исходим из так называемого основного уравнения магнитостатики [10, с. 16], которое в случае однородного магнетика с постоянной магнитной проницаемостью μ имеет вид:

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) - \frac{\mu - 1}{4\pi} \nabla \operatorname{div} \int_{\Omega} \frac{\mathbf{H}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mathbf{r}' = \mathbf{H}^0(\mathbf{r}), \quad \mathbf{r} \in R^3 \setminus S. \quad (1)$$

Это уравнение эквивалентно системе уравнений Максвелла для случая магнитостатики (см. [10, с. 17], [11, с. 149]) и связывает искомую напряженность результирующего магнитного поля $\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \{H_1(\mathbf{r}), H_2(\mathbf{r}), H_3(\mathbf{r})\}$ в произвольной точке пространства $\mathbf{r} = (x, y, z)$ (не лежащей на границе магнетика) с напряженностью $\mathbf{H}^0(\mathbf{r}) = \{H_1^0(\mathbf{r}), H_2^0(\mathbf{r}), H_3^0(\mathbf{r})\}$ заданного поля внешнего источника. В данном уравнении Ω есть область в пространстве R^3 , ограниченная поверхностью S и занятая исследуемым магнетиком с заданной постоянной магнитной проницаемостью $\mu := \mu_i / \mu_e$, где μ_i — относительная магнитная проницаемость магнетика, а μ_e — относительная магнитная

проницаемость внешней среды. Для нахождения из уравнения (1) напряженности результирующего поля $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ как внутри магнетика (в этом случае будем обозначать ее $\mathbf{H}^{(i)}(\mathbf{r})$), так и вне его (будем обозначать $\mathbf{H}^{(e)}(\mathbf{r})$), поступают следующим образом. Полагая в (1) $\mathbf{r} \in \Omega$, получают интегро-дифференциальное уравнение для поля $\mathbf{H}^{(i)}(\mathbf{r})$ внутри магнетика:

$$\mathbf{H}^{(i)}(\mathbf{r}) - \frac{\mu-1}{4\pi} \nabla \operatorname{div} \int_{\Omega} \frac{\mathbf{H}^{(i)}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} d\mathbf{r}' = \mathbf{H}^0(\mathbf{r}), \quad \mathbf{r} \in \Omega. \quad (2)$$

После решения этого уравнения относительно $\mathbf{H}^{(i)}(\mathbf{r})$ в (1) полагают $\mathbf{r} \in R^3 \setminus \bar{\Omega}$ и получают прямую формулу для вычисления результирующего поля $\mathbf{H}^{(e)}(\mathbf{r})$ вне магнетика:

$$\mathbf{H}^{(e)}(\mathbf{r}) = \mathbf{H}^0(\mathbf{r}) + \frac{\mu-1}{4\pi} \nabla \operatorname{div} \int_{\Omega} \frac{\mathbf{H}^{(i)}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} d\mathbf{r}', \quad \mathbf{r} \in R^3 \setminus \bar{\Omega}. \quad (3)$$

В настоящей работе рассматривается магнетик в форме эллипсоида с границей

$$S: \quad \frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{c^2} = 1. \quad (4)$$

Будем предполагать, что магнетик помещен в область однородности внешнего поля, т.е.:

$$\mathbf{H}^0(\mathbf{r}) = \bar{\mathbf{H}}^0 := \{\bar{H}_1^0, \bar{H}_2^0, \bar{H}_3^0\}, \quad \bar{H}_1^0, \bar{H}_2^0, \bar{H}_3^0 = \text{const}, \quad \mathbf{r} \in \Omega. \quad (5)$$

Для дальнейшего нам понадобятся некоторые формулы, связанные объемным потенциалом эллипсоида, приведенные в следующем разделе.

3. НЬЮТОНОВСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ ЭЛЛИПСОИДА

Рассмотрим объемный потенциал с единичной плотностью:

$$W(\mathbf{r}) := \int_{\Omega} \frac{d\mathbf{r}'}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}, \quad \mathbf{r} \in R^3, \quad (6)$$

где Ω — эллипсоид с границей (4). Справедлива формула [12, с. 482 с опечаткой: $\Gamma\left(\frac{n}{2} - p - 1\right)$ нужно заменить на $\Gamma\left(\frac{n}{2} - p\right)$], [10, с. 60]:

$$W(\mathbf{r}) = \pi abc \int_u^{+\infty} \left(1 - \frac{x^2}{a^2+s} - \frac{y^2}{b^2+s} - \frac{z^2}{c^2+s}\right) \frac{ds}{\sqrt{R(s)}}, \quad (7)$$

где

$$R(s) \equiv R(s; a, b, c) := (a^2+s)(b^2+s)(c^2+s), \quad (8)$$

а $u = u(x, y, z)$ определяется следующим образом: $u = 0$ для $\mathbf{r} = (x, y, z) \in \bar{\Omega}$, а для $\mathbf{r} \in R^3 \setminus \bar{\Omega}$ число u равно (единственному, см. [13]) положительному корню уравнения (сводящегося к кубическому в общем случае эллипсоида не вращения):

$$\frac{x^2}{a^2+s} + \frac{y^2}{b^2+s} + \frac{z^2}{c^2+s} = 1. \quad (9)$$

Выражение (7) удобно записать в виде:

$$W(\mathbf{r}) = A_0 + Ax^2 + By^2 + Cz^2, \quad (10)$$

где

$$A_0 = \pi abc J(u; a, b, c), \quad (11)$$

$$A = -\pi abcI(u; a, b, c), \quad B = -\pi abcI(u; b, a, c), \quad C = -\pi abcI(u; c, a, b), \quad (12)$$

$$J(u; a, b, c) := \int_u^{+\infty} \frac{ds}{\sqrt{R(s)}}, \quad I(u; a, b, c) := \int_u^{+\infty} \frac{ds}{(a^2 + s)\sqrt{R(s)}}. \quad (13)$$

Для $u = 0$ выполняется свойство $A + B + C = -2\pi$ (см. [14, с.42]).

Все окончательные аналитические выражения упомянутых напряженностей результирующего поля внутри и вне эллипсоидального магнетика будут выражены через функции вида $J(u; a, b, c)$ и $I(u; a, b, c)$ в (13). Поэтому в данном разделе собраны формулы для вычисления этих функций, которые содержат либо неполные эллиптические интегралы 1 и 2 рода, либо (в случае эллипсоида вращения и шара) только элементарные функции.

Прежде всего отметим, что

$$I(u; a, b, c) = I(u; a, c, b), \quad (14)$$

поэтому разница в формулах для вычисления $I(u; a, b, c)$ определяется только тем, какое число из a, b и c стоит первым после u : самое большое из них, среднее или самое меньшее.

Рассмотрим случай, когда среди полуосей эллипсоида a, b и c нет равных, т.е. S — не эллипсоид вращения. Без ограничения общности можно считать, что $a > b > c$. Тогда [15, с. 161], [12, с. 51]:

$$J(u; a, b, c) = \frac{2}{\sqrt{a^2 - c^2}} F(\varphi, k), \quad (15)$$

$$I(u; a, b, c) = \frac{2}{(a^2 - b^2)\sqrt{a^2 - c^2}} [F(\varphi, k) - E(\varphi, k)], \quad (16)$$

$$I(u; b, a, c) = \frac{2\sqrt{a^2 - c^2}}{(a^2 - b^2)(b^2 - c^2)} \left[E(\varphi, k) - \frac{b^2 - c^2}{a^2 - c^2} F(\varphi, k) - \frac{a^2 - b^2}{\sqrt{a^2 - c^2}} \sqrt{\frac{c^2 + u}{(a^2 + u)(b^2 + u)}} \right], \quad (17)$$

$$I(u; c, a, b) = \frac{2}{(b^2 - c^2)\sqrt{a^2 - c^2}} \left[\sqrt{a^2 - c^2} \sqrt{\frac{b^2 + u}{(a^2 + u)(c^2 + u)}} - E(\varphi, k) \right], \quad (18)$$

где неполные эллиптические интегралы 1 и 2 рода:

$$F(\varphi, k) = \int_0^\varphi \frac{ds}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 s}}, \quad E(\varphi, k) = \int_0^\varphi \sqrt{1 - k^2 \sin^2 s} ds, \quad \varphi = \arcsin \sqrt{\frac{a^2 - c^2}{a^2 + u}}, \quad k = \sqrt{\frac{a^2 - b^2}{a^2 - c^2}}.$$

Рассмотрим случай эллипсоида вращения, когда только две полуоси эллипсоида совпадают. В этом случае функции в (13) (а потому и значения объемного потенциала эллипсоида (б) внутри и вне его) выражаются в конечном виде через элементарные функции. Без ограничения общности считаем, что $a = b \neq c$. В этом случае для $\mathbf{r} \in R^3 \setminus \bar{\Omega}$ используемый в предыдущих формулах корень u уравнения (9) выражается в явном виде [10, с. 64]:

$$u = \frac{1}{2} \left[x^2 + y^2 + z^2 - a^2 - c^2 + \sqrt{(x^2 + y^2 - z^2 - a^2 + c^2)^2 + 4z^2(x^2 + y^2)} \right]. \quad (19)$$

Отметим, что если в эллипсоиде вращения $b = c \neq a$ или $a = c \neq b$, то в (19) меняются не только a, b и c , но и соответствующим образом x, y и z . В случае равенства двух из трех полуосей a, b и c вид выражений для $J(u; a, b, c)$ и $I(u; a, b, c)$ зависит от того, на каком месте в этих обозначениях

стоит отличный от двух других параметр, а также от того, больше он или меньше двух равных параметров. Непосредственным интегрированием в (13) с использованием справочника [12] можно убедиться в справедливости ниже выписанных формул.

В случае $c > a$:

$$J(u; a, a, c) = \frac{1}{\sqrt{c^2 - a^2}} \ln \frac{\sqrt{u+c^2} + \sqrt{c^2 - a^2}}{\sqrt{u+c^2} - \sqrt{c^2 - a^2}},$$

$$I(u; a, a, c) = \frac{\sqrt{u+c^2}}{(c^2 - a^2)(u+a^2)} + \frac{1}{2(c^2 - a^2)^{3/2}} \ln \frac{\sqrt{u+c^2} - \sqrt{c^2 - a^2}}{\sqrt{u+c^2} + \sqrt{c^2 - a^2}}, \quad (20)$$

$$I(u; c, a, a) = -\frac{2}{(c^2 - a^2)\sqrt{u+c^2}} - \frac{1}{(c^2 - a^2)^{3/2}} \ln \frac{\sqrt{u+c^2} - \sqrt{c^2 - a^2}}{\sqrt{u+c^2} + \sqrt{c^2 - a^2}}. \quad (21)$$

В случае $c < a$:

$$J(u; a, a, c) = \frac{2}{\sqrt{a^2 - c^2}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{a^2 - c^2}{u+c^2}},$$

$$I(u; a, a, c) = \frac{1}{(a^2 - c^2)^{3/2}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{a^2 - c^2}{u+c^2}} - \frac{\sqrt{u+c^2}}{(a^2 - c^2)(u+a^2)}, \quad (22)$$

$$I(u; c, a, a) = -\frac{2}{(a^2 - c^2)^{3/2}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{a^2 - c^2}{u+c^2}} + \frac{2}{(a^2 - c^2)\sqrt{u+c^2}}. \quad (23)$$

Наиболее простые формулы получаются для шарового магнетика радиуса R ($a = b = c = R$). В этом случае соответствующие интегралы легко вычисляются:

$$J(u; R, R, R) = \frac{2}{\sqrt{u+R^2}}, \quad I(u; R, R, R) = \frac{2}{3(u+R^2)^{3/2}}, \quad (24)$$

а для потенциала шара из (10), (12) и (19) получаем известные формулы:

$$W(\mathbf{r}) = \frac{2\pi}{3}(3R^2 - r^2), \quad r < R; \quad W(\mathbf{r}) = \frac{4\pi R^3}{3r}, \quad r > R; \quad r := |\mathbf{r}|.$$

4. ПОЛЕ ВНУТРИ ЭЛЛИпсоИДА

Как известно [16, с. 338], если внешнее поле удовлетворяет условию (5), то результирующее поле внутри однородного эллипсоидального магнетика постоянно. Получим этот результат, а также конкретные значения напряженности этого поля в удобной для дальнейшего исследования форме, исходя из уравнения (2). Вводя обозначение:

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}) := \int_{\Omega} \frac{\mathbf{H}^{(i)}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mathbf{r}', \quad \mathbf{r} \in R^3, \quad (25)$$

запишем это уравнение в виде:

$$\mathbf{H}^{(i)}(\mathbf{r}) - \frac{\mu - 1}{4\pi} \nabla \operatorname{div} \mathbf{P}(\mathbf{r}) = \bar{\mathbf{H}}^0, \quad \mathbf{r} \in \Omega. \quad (26)$$

Будем искать решение уравнения (26) в виде постоянного вектора:

$$\mathbf{H}^{(i)} = \{H_1^{(i)}, H_2^{(i)}, H_3^{(i)}\}, \quad H_1^{(i)}, H_2^{(i)}, H_3^{(i)} = \text{const.} \quad (27)$$

В этом случае $\mathbf{P}(\mathbf{r})$ в (25) имеет вид:

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}) = W(\mathbf{r})\mathbf{H}^{(i)}, \quad (28)$$

где объемный потенциал эллипсоида $W(\mathbf{r})$, определенный в (6), вычисляется по формуле (10), а коэффициенты A_0, A, B, C для $\mathbf{r} \in \Omega$ суть константы, определяемые по формулам (11)—(13) при $u = 0$. Подставляя (27) в уравнение (26) и учитывая, что для случая (28), (27) будет $\nabla \text{div} \mathbf{P}(\mathbf{r}) = \{2AH_1^{(i)}, 2BH_2^{(i)}, 2CH_3^{(i)}\}$, получим, что решением уравнения (26) будет постоянный вектор (27), компоненты которого вычисляются по формулам:

$$H_1^{(i)} = \frac{\bar{H}_1^0}{1 - \frac{\mu-1}{2\pi}A}, \quad H_2^{(i)} = \frac{\bar{H}_2^0}{1 - \frac{\mu-1}{2\pi}B}, \quad H_3^{(i)} = \frac{\bar{H}_3^0}{1 - \frac{\mu-1}{2\pi}C}. \quad (29)$$

Из свойства единственности решения уравнения (2) (см. [11, с. 160], [17]) следует, что других решений у уравнения (26) нет. Для дальнейших целей удобнее записать формулы (29) с учетом выражения (12) для A, B, C :

$$H_1^{(i)} = \frac{\bar{H}_1^0}{1 + dI(0; a, b, c)}, \quad H_2^{(i)} = \frac{\bar{H}_2^0}{1 + dI(0; b, a, c)}, \quad H_3^{(i)} = \frac{\bar{H}_3^0}{1 + dI(0; c, a, b)}, \quad (30)$$

где $d := 0,5(\mu-1)abc$, а выражения для $I(u; a, b, c)$ через неполные эллиптические интегралы или элементарные функции (для разных типов соотношения между полуосями эллипсоида) приведены в (15)—(18), (20)—(24). Отметим, что для случая эллипсоида вращения $a = b \neq c$ формулы (30) приводят к тем же выражениям, что и в [16, с. 339], а для шара ($a = b = c$) получаем известную формулу [18, с. 207], [19, с. 245]:

$$\mathbf{H}^{(i)} = \frac{3}{\mu+2} \bar{\mathbf{H}}^0, \quad \mathbf{r} \in \Omega. \quad (31)$$

5. ПОЛЕ ВНЕ ЭЛЛИПСОИДА

Обратимся к вычислению напряженности результирующего поля $\mathbf{H}^{(e)}(\mathbf{r}) = \{H_1^{(e)}(\mathbf{r}), H_2^{(e)}(\mathbf{r}), H_3^{(e)}(\mathbf{r})\}$ вне эллипсоида, которая, согласно (3), вычисляется по формуле:

$$\mathbf{H}^{(e)}(\mathbf{r}) = \mathbf{H}^0(\mathbf{r}) + \frac{\mu-1}{4\pi} \nabla \psi(\mathbf{r}), \quad \mathbf{r} \in R^3 \setminus \bar{\Omega}, \quad (32)$$

где введено обозначение

$$\psi(\mathbf{r}) := \text{div} \mathbf{P}(\mathbf{r}), \quad (33)$$

вектор-функция $\mathbf{P}(\mathbf{r})$, определенная в (25), представляется в виде (28), а компоненты постоянного вектора $\mathbf{H}^{(i)}$ вычисляются по формулам (30). Из (33) и (28) следует:

$$\psi(\mathbf{r}) = H_1^{(i)} W_x'(\mathbf{r}) + H_2^{(i)} W_y'(\mathbf{r}) + H_3^{(i)} W_z'(\mathbf{r}). \quad (34)$$

Найдем выражения для частных производных в (34). Учитывая формулу [20, с. 667] для производной от интеграла, зависящего от параметров, из (7) получаем:

$$W_x'(\mathbf{r}) = abc \left[-2x \int_u^{+\infty} \frac{ds}{(a^2+s)\sqrt{R(s)}} - u_x' \left(1 - \frac{x^2}{a^2+u} - \frac{y^2}{b^2+u} - \frac{z^2}{c^2+u} \right) \frac{1}{\sqrt{R(u)}} \right], \quad (35)$$

где $u \equiv u(\mathbf{r}) = u(x, y, z)$ — указанный выше корень уравнения (9) для случая $\mathbf{r} \in R^3 \setminus \bar{\Omega}$, а потому выражение в круглых скобках в (35) обращается в ноль, т.е.:

$$W'_x(\mathbf{r}) = -2\pi abc x \int_u^{+\infty} \frac{ds}{(a^2 + s)\sqrt{R(s)}}.$$

Аналогичные формулы получаются для $W'_y(\mathbf{r})$ и $W'_z(\mathbf{r})$, а потому из (34):

$$\psi(\mathbf{r}) = -2\pi abc \left[H_1^{(i)} x \int_u^{+\infty} \frac{ds}{(a^2 + s)\sqrt{R(s)}} + H_2^{(i)} y \int_u^{+\infty} \frac{ds}{(b^2 + s)\sqrt{R(s)}} + H_3^{(i)} z \int_u^{+\infty} \frac{ds}{(c^2 + s)\sqrt{R(s)}} \right]. \quad (36)$$

Найдем выражение для первой компоненты $H_1^{(e)}(\mathbf{r})$ напряженности $\mathbf{H}^{(e)}(\mathbf{r})$. Из (32) следует:

$$H_1^{(e)}(\mathbf{r}) = H_1^0(\mathbf{r}) + \frac{\mu - 1}{4\pi} \psi'_x(\mathbf{r}). \quad (37)$$

Вычисляя производную $\psi'_x(\mathbf{r})$ из (36), получаем:

$$\psi'_x(\mathbf{r}) = -2\pi abc \left[H_1^{(i)} I(u, a, b, c) - \frac{u'_x}{\sqrt{R(u)}} \left(\frac{xH_1^{(i)}}{a^2 + u} + \frac{yH_2^{(i)}}{b^2 + u} + \frac{zH_3^{(i)}}{c^2 + u} \right) \right]. \quad (38)$$

Согласно (9), функция $u = u(x, y, z)$ задается неявно как (единственный) положительный корень уравнения $F(u; x, y, z) = 0$, где

$$F(u; x, y, z) := \frac{x^2}{a^2 + u} + \frac{y^2}{b^2 + u} + \frac{z^2}{c^2 + u} - 1.$$

Учитывая формулу для производной неявной функции [21, с. 462], получим:

$$u'_x = -\frac{F'_x}{F'_u} = \frac{2x}{(a^2 + u)G(u; x, y, z)}, \quad (39)$$

где

$$G(u; x, y, z) := \left(\frac{x}{a^2 + u} \right)^2 + \left(\frac{y}{b^2 + u} \right)^2 + \left(\frac{z}{c^2 + u} \right)^2. \quad (40)$$

Подставляя u'_x из (39) в (38), имеем

$$\psi'_x(\mathbf{r}) = -2\pi abc \left[H_1^{(i)} I(u; a, b, c) - \frac{x}{a^2 + u} Q(u; x, y, z) \right], \quad (41)$$

где для краткости обозначено:

$$Q(u; x, y, z) := \frac{2}{G(u; x, y, z)\sqrt{R(u)}} \left(\frac{H_1^{(i)} x}{a^2 + u} + \frac{H_2^{(i)} y}{b^2 + u} + \frac{H_3^{(i)} z}{c^2 + u} \right). \quad (42)$$

Подставляя $\psi'_x(\mathbf{r})$ из (41) в (37), получаем окончательную формулу для первой компоненты напряженности результирующего поля:

$$H_1^{(e)}(\mathbf{r}) = H_1^0(\mathbf{r}) - \frac{1}{2}(\mu - 1)abc \left[H_1^{(i)} I(u; a, b, c) - \frac{x}{a^2 + u} Q(u; x, y, z) \right]. \quad (43)$$

Аналогично выводятся формулы для второй и третьей компоненты напряженности результирующего поля вне эллипсоида $\mathbf{r} = (x, y, z) \in R^3 \setminus \bar{\Omega}$:

$$H_2^{(e)}(\mathbf{r}) = H_2^0(\mathbf{r}) - \frac{1}{2}(\mu - 1)abc \left[H_2^{(i)}I(u; b, a, c) - \frac{y}{b^2 + u} Q(u; x, y, z) \right], \quad (44)$$

$$H_3^{(e)}(\mathbf{r}) = H_3^0(\mathbf{r}) - \frac{1}{2}(\mu - 1)abc \left[H_3^{(i)}I(u; c, a, b) - \frac{z}{c^2 + u} Q(u; x, y, z) \right]. \quad (45)$$

В (43) — (45) компоненты напряженности $H_1^{(i)}$, $H_2^{(i)}$, $H_3^{(i)}$ вычисляются по (30).

6. ПРЕДЕЛЬНЫЕ СЛУЧАИ

Полученные формулы для напряженности поля от однородного эллипсоидального магнетика внутри и вне его позволяют получить аналогичные формулы для предельных форм магнетика: бесконечной пластины конечной высоты, бесконечно длинного кругового цилиндра или с эллиптическим поперечным сечением, а также для шарового магнетика. Совпадение получаемых при этом результатов с теми, которые известны из литературы, подтверждает правильность исходных формул.

Рассмотрим однородный магнетик, занимающий область Ω между двумя параллельными плоскостями с уравнениями $z = c$ и $z = -c$ (бесконечная пластина конечной высоты), помещенный во внешнее поле $\mathbf{H}^0(\mathbf{r})$ с условием (5). Форма такой пластины является предельным случаем эллипсоида вращения с полуосями $a = b > c$ при $a \rightarrow +\infty$. Перейдем к такому пределу в полученных формулах для поля эллипсоида.

Для нахождения поля внутри пластины перейдем к пределу $a \rightarrow +\infty$ в формулах (30) с учетом $u = 0$ в (22) и (23) для этого случая. Переходя к такому пределу, получаем для соответствующего фрагмента формул в (30), что $\lim_{a \rightarrow +\infty} dI(0; a, a, c) = 0$, $\lim_{a \rightarrow +\infty} dI(0; c, a, a) = \mu - 1$, а потому из (30) напряженность $\mathbf{H}^{(i)}(\mathbf{r})$ результирующего поля внутри пластины оказывается постоянной с компонентами:

$$H_1^{(i)} = \bar{H}_1^0, \quad H_2^{(i)} = \bar{H}_2^0, \quad H_3^{(i)} = \frac{1}{\mu} \bar{H}_3^0. \quad (46)$$

Для получения формул поля вне пластины необходимо перейти к пределу $a \rightarrow +\infty$ в формулах (43)—(45) для случая $a = b > c$. Учитывая легко выводимую формулу $\lim_{x \rightarrow +\infty} (\sqrt{(\alpha - x)^2 + \beta} - x) = -\alpha$, из (19) получаем предельное значение для $u = u(x, y, z)$:

$$\lim_{a \rightarrow +\infty} u = z^2 - c^2. \quad (47)$$

Из (42) с учетом (40), (8) и (47), а также из (22) и (23) имеем:

$$\lim_{a \rightarrow +\infty} a^2 Q(u; x, y, z) = \frac{2z}{|z|} H_3^{(i)}, \quad \lim_{a \rightarrow +\infty} a^2 I(u; a, a, c) = 0, \quad \lim_{a \rightarrow +\infty} a^2 I(u; c, a, a) = \frac{2}{|z|}.$$

Переходя к пределу $a \rightarrow +\infty$ в (43)—(45) с учетом этих соотношений, получаем формулы для напряженности результирующего поля вне пластины:

$$H_1^{(e)}(\mathbf{r}) = H_1^0(\mathbf{r}), \quad H_2^{(e)}(\mathbf{r}) = H_2^0(\mathbf{r}), \quad H_3^{(e)}(\mathbf{r}) = H_3^0(\mathbf{r}). \quad (48)$$

Таким образом, $\mathbf{H}^{(e)}(\mathbf{r}) = \mathbf{H}^0(\mathbf{r})$, т.е. результирующее поле вне пластины совпадает с внешним полем. Таким образом, напряженность результирующего поля внутри и вне пластины вычисляется по формулам (46) и (48).

Рассмотрим однородный магнетик, занимающий область Ω в форме бесконечно длинного кругового цилиндра с радиусом поперечного сечения a , помещенный во внешнее поле $\mathbf{H}^0(\mathbf{r})$ с условием (5). Такой цилиндр является предельным случаем эллипсоида вращения с полуосями $a = b < c$ при $c \rightarrow +\infty$. Для нахождения поля внутри цилиндра перейдем к такому пределу в формулах (30) с учетом $u = 0$ в (20) и (21) для этого случая. При $c \rightarrow +\infty$ получаем для соответствующего фрагмента формул в (30), что $\lim_{c \rightarrow +\infty} dI(0; a, a, c) = \frac{1}{2}(\mu - 1)$, $\lim_{c \rightarrow +\infty} dI(0; c, a, a) = 0$, а потому из (30) компоненты постоянной напряженности $\mathbf{H}^{(i)}$ результирующего поля внутри бесконечного кругового цилиндра имеют вид:

$$H_1^{(i)} = \frac{2}{1+\mu} \bar{H}_1^0, \quad H_2^{(i)} = \frac{2}{1+\mu} \bar{H}_2^0, \quad H_3^{(i)} = \bar{H}_3^0, \quad (49)$$

что согласуется с формулами в [16, с. 339].

Для получения формул поля вне бесконечного кругового цилиндра необходимо перейти к пределу $c \rightarrow +\infty$ в формулах (43)—(45) для случая $a = b < c$. Из (19) получаем предельное значение для $u = u(x, y, z)$:

$$\lim_{c \rightarrow +\infty} u = x^2 + y^2 - a^2. \quad (50)$$

Из (42), (20) и (21) с учетом (50) имеем:

$$\lim_{c \rightarrow +\infty} cQ(u; x, y, z) = \frac{2(H_1^{(i)}x + H_2^{(i)}y)}{x^2 + y^2},$$

$$\lim_{c \rightarrow +\infty} cI(u; a, a, c) = \frac{1}{x^2 + y^2}, \quad \lim_{c \rightarrow +\infty} cI(u; c, a, a) = 0.$$

Переходя к пределу $c \rightarrow +\infty$ в (43)—(45) с учетом этих соотношений и предельных значений напряженности внутри кругового цилиндра (49), получаем после некоторых тождественных преобразований формулы для напряженности результирующего поля вне бесконечного кругового цилиндра $\mathbf{r} \in R^3 \setminus \bar{\Omega}$:

$$H_1^{(e)}(\mathbf{r}) = H_1^0(\mathbf{r}) + \frac{\lambda a^2}{(x^2 + y^2)^2} [\bar{H}_1^0(x^2 - y^2) + 2\bar{H}_2^0xy], \quad (51)$$

$$H_2^{(e)}(\mathbf{r}) = H_2^0(\mathbf{r}) + \frac{\lambda a^2}{(x^2 + y^2)^2} [2\bar{H}_1^0xy + \bar{H}_2^0(y^2 - x^2)], \quad (52)$$

$$H_3^{(e)}(\mathbf{r}) = H_3^0(\mathbf{r}), \quad \lambda := \frac{\mu - 1}{\mu + 1}. \quad (53)$$

Для случая поперечного внешнего поля формулы (51)—(53) приводят к формулам в [19, с. 245].

Напряженность поля внутри шарового магнетика радиуса R ($a = b = c = R$) вычисляется по формуле (31). Получим формулы для напряженности поля вне такого магнетика из общих формул (43)—(45). Из (19) выводим, что в этих формулах $u = r^2 - R^2$, где $r := |\mathbf{r}| = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$. Тогда из (24), (40), (8), (31), (42) получим:

$$I(u; R, R, R) = \frac{2}{3r^3}, \quad G(u; x, y, z) = \frac{1}{r^2}, \quad R(u) = r^6,$$

$$Q(u; x, y, z) := \frac{6(\bar{H}_1^0x + \bar{H}_2^0y + \bar{H}_3^0z)}{(\mu + 2)r^3}.$$

Подставляя эти значения в (43)—(45), получаем формулы для напряженности поля вне шарового магнетика $\mathbf{r} \in R^3 \setminus \bar{\Omega}$:

$$H_1^{(e)}(\mathbf{r}) = H_1^0(\mathbf{r}) - \frac{(\mu - 1)R^3}{(\mu + 2)r^3} \left[\bar{H}_1^0 - \frac{3x}{r^2} (\bar{H}_1^0x + \bar{H}_2^0y + \bar{H}_3^0z) \right], \quad (54)$$

$$H_2^{(e)}(\mathbf{r}) = H_2^0(\mathbf{r}) - \frac{(\mu - 1)R^3}{(\mu + 2)r^3} \left[\bar{H}_2^0 - \frac{3y}{r^2} (\bar{H}_1^0x + \bar{H}_2^0y + \bar{H}_3^0z) \right], \quad (55)$$

$$H_3^{(e)}(\mathbf{r}) = H_3^0(\mathbf{r}) - \frac{(\mu - 1)R^3}{(\mu + 2)r^3} \left[\bar{H}_3^0 - \frac{3z}{r^2} (\bar{H}_1^0x + \bar{H}_2^0y + \bar{H}_3^0z) \right]. \quad (56)$$

Эти формулы совпадают с аналогичными формулами в [19, с. 245].

Рассмотрим однородный магнетик, занимающий область Ω в форме бесконечного цилиндра с эллипсоидальным поперечным сечением и осью вдоль координатной оси z , помещенный во внешнее поле $\mathbf{H}^0(\mathbf{r})$ с условием (5). Граница сечения Γ такого цилиндра плоскостью $z = 0$ суть эллипс с уравнением:

$$\Gamma: \frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1. \quad (57)$$

Для определенности будем считать $a > b$ (но, как будет показано, полученные при таком предположении формулы для результирующей напряженности окажутся верными и в случае $a < b$). Такой цилиндр является предельным случаем эллипсоида вращения с граничной поверхностью S в (4) и полуосями $c > a > b$ при $c \rightarrow +\infty$.

Для нахождения первой компоненты $H_1^{(i)}$ напряженности поля внутри цилиндра перейдем к такому пределу в первой формуле (30). Для его вычисления найдем предельное значение выражения $cI(0; a, b, c)$. Из формулы (17) (при соответствующей замене в ней $a \rightarrow c$, $b \rightarrow a$, $c \rightarrow b$) с учетом $u = 0$ и свойства (14) имеем:

$$cI(0; a, b, c) \equiv cI(0; a, c, b) = \frac{2c\sqrt{c^2 - b^2}}{(c^2 - a^2)(a^2 - b^2)} \left[E(\varphi, k) - \frac{a^2 - b^2}{c^2 - b^2} F(\varphi, k) - \frac{b(c^2 - a^2)}{ac\sqrt{c^2 - b^2}} \right],$$

$$\varphi = \arcsin \frac{\sqrt{c^2 - b^2}}{c}, \quad k = \sqrt{\frac{c^2 - a^2}{c^2 - b^2}}. \quad (58)$$

При $c \rightarrow +\infty$ будет $\varphi \rightarrow \pi/2$, $k \rightarrow 1$, а потому при переходе к такому пределу в выражении $cI(0; a, b, c)$ из (58) нетривиальная неопределенность может возникнуть только при нахождении предела выражения вида $F(\varphi, k)/c^2$. Для вычисления такого предела воспользуемся очевидным неравенством:

$$0 \leq F(\varphi, k) \leq \int_0^{\pi/2} \frac{ds}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 s}} =: K(k), \quad (59)$$

а также асимптотикой для полного эллиптического интеграла $K(k)$ при $k \rightarrow 1$ [22, с. 112]:

$$K(k) \sim \ln(4/k'), \quad k' := \sqrt{1 - k^2} = \sqrt{\frac{a^2 - b^2}{c^2 - b^2}} \Rightarrow K(k) \sim \ln c.$$

Поэтому из (59) получаем, что при $c \rightarrow +\infty$ будет $F(\varphi, k)/c^2 \rightarrow 0$. Переходя с учетом этого к такому пределу в (58), имеем:

$$\lim_{c \rightarrow +\infty} cI(0; a, b, c) = \frac{2}{a^2 - b^2} \left(1 - \frac{b}{a} \right) = \frac{2}{a(a + b)}.$$

Тогда переходя к пределу $c \rightarrow +\infty$ в первой формуле (30), получаем следующую формулу для первой компоненты $H_1^{(i)}$ напряженности поля внутри эллипсоидального цилиндра:

$$H_1^{(i)} = \frac{a + b}{a + \mu b} \bar{H}_1^0. \quad (60)$$

Аналогично, переходя к пределу $c \rightarrow +\infty$ во второй и третьей формуле в (30), получаем следующие формулы для второй и третьей компоненты напряженности поля внутри эллипсоидального цилиндра:

$$H_2^{(i)} = \frac{a + b}{b + \mu a} \bar{H}_2^0, \quad H_3^{(i)} = \bar{H}_3^0. \quad (61)$$

Для получения формул напряженности результирующего поля вне бесконечного эллипсоидального цилиндра необходимо перейти к пределу $c \rightarrow +\infty$ в формулах (43)—(45). Предельное значение (единственного) положительного корня u уравнения (9) суть аналогичный корень предельного (при $c \rightarrow +\infty$) уравнения:

$$\frac{x^2}{a^2 + s} + \frac{y^2}{b^2 + s} = 1.$$

Это квадратное уравнение с понятным аналитическим решением, поэтому:

$$\lim_{c \rightarrow +\infty} u = u_0, \quad u_0 := \frac{1}{2} \left[x^2 + y^2 - a^2 - b^2 + \sqrt{(x^2 + y^2 - a^2 - b^2)^2 - 4(a^2 b^2 - x^2 b^2 - y^2 a^2)} \right]. \quad (62)$$

При $a = b$ эта формула, как и должно быть, переходит в формулу (50).

Для нахождения первой компоненты $H_1^{(i)}$ напряженности поля вне цилиндра перейдем к пределу $c \rightarrow +\infty$ в формуле (43), находя предельные значения отдельных фрагментов этой формулы. Из формулы (17) (при соответствующей замене в ней $a \rightarrow c$, $b \rightarrow a$, $c \rightarrow b$) с учетом (14) получаем:

$$cI(u; a, b, c) \equiv cI(u; a, c, b) = \frac{2c\sqrt{c^2 - b^2}}{(c^2 - a^2)(a^2 - b^2)} \left[E(\varphi, k) - \frac{a^2 - b^2}{c^2 - b^2} F(\varphi, k) - \right. \\ \left. - \frac{c^2 - a^2}{\sqrt{c^2 - b^2}} \sqrt{\frac{b^2 + u}{(c^2 + u)(a^2 + u)}} \right], \quad \varphi = \arcsin \sqrt{\frac{c^2 - b^2}{c^2 + u}}, \quad k = \sqrt{\frac{c^2 - a^2}{c^2 - b^2}}. \quad (63)$$

При $c \rightarrow +\infty$ будет $\varphi \rightarrow \pi/2$, $k \rightarrow 1$, а потому при переходе к такому пределу в выражении $cI(u; a, b, c)$ из (63) нетривиальная неопределенность может снова возникнуть только при нахождении предела выражения вида $F(\varphi, k)/c^2$. Используя приведенный выше прием, основанный на неравенстве (59) и соответствующих асимптотических оценках, получим, что при $c \rightarrow +\infty$ будет $F(\varphi, k)/c^2 \rightarrow 0$, а потому с учетом (62):

$$\lim_{c \rightarrow +\infty} cI(u; a, b, c) = \frac{2}{a^2 - b^2} \left(1 - \sqrt{\frac{b^2 + u_0}{a^2 + u_0}} \right) = \frac{2}{a^2 + u_0 + \sqrt{(a^2 + u_0)(b^2 + u_0)}}. \quad (64)$$

Без особых затруднений из (42), (40), (8) и (62) находится предел:

$$\lim_{c \rightarrow +\infty} cQ(u; x, y, z) = \frac{2 \left[H_1^{(i)} p(u_0; x, a) + H_2^{(i)} p(u_0; y, b) \right]}{\left[p^2(u_0; x, a) + p^2(u_0; y, b) \right] \sqrt{(a^2 + u_0)(b^2 + u_0)}}, \quad (65)$$

где для краткости введено обозначение

$$p(u; x, a) := \frac{x}{a^2 + u}. \quad (66)$$

Переходя к пределу $c \rightarrow +\infty$ в (43) с учетом соотношений (64)–(66) и предельных значений напряженности внутри эллиптического цилиндра (60), (61), получаем следующую формулу для первой компоненты напряженности результирующего поля вне бесконечного эллиптического цилиндра $\mathbf{r} \in R^3 \setminus \bar{\Omega}$:

$$H_1^{(e)}(\mathbf{r}) = H_1^0(\mathbf{r}) - (\mu - 1)ab \left\{ \frac{H_1^{(i)}}{a^2 + u_0 + \sqrt{(a^2 + u_0)(b^2 + u_0)}} - \frac{p(u_0; x, a) \left[H_1^{(i)} p(u_0; x, a) + H_2^{(i)} p(u_0; y, b) \right]}{\left[p^2(u_0; x, a) + p^2(u_0; y, b) \right] \sqrt{(a^2 + u_0)(b^2 + u_0)}} \right\}. \quad (67)$$

Аналогично из (44), (45) выводятся формулы для остальных двух компонент напряженности результирующего поля вне бесконечного эллиптического цилиндра $\mathbf{r} \in R^3 \setminus \bar{\Omega}$:

$$H_2^{(e)}(\mathbf{r}) = H_2^0(\mathbf{r}) - (\mu - 1)ab \left\{ \frac{H_2^{(i)}}{b^2 + u_0 + \sqrt{(a^2 + u_0)(b^2 + u_0)}} - \frac{p(u_0; y, b) [H_1^{(i)} p(u_0; x, a) + H_2^{(i)} p(u_0; y, b)]}{[p^2(u_0; x, a) + p^2(u_0; y, b)] \sqrt{(a^2 + u_0)(b^2 + u_0)}} \right\},$$

$$H_3^{(e)}(\mathbf{r}) = H_3^0(\mathbf{r}). \quad (68)$$

В (67), (68) компоненты напряженности $H_1^{(i)}$, $H_2^{(i)}$ вычисляются по (60), (61).

Формулы (60), (61), (67), (68) были выведены в предположении, что $a > b$ в (57). Однако, если аналогичным образом перейти к пределу $c \rightarrow +\infty$ в формулах (30), (43)—(45) в предположении $b > a$, то получаются те же самые формулы. Поэтому формулы (60), (61), (67), (68) для компонент напряженности поля внутри и вне бесконечного эллипсоидального цилиндра справедливы при любом соотношении между полуосями a и b в его поперечном сечении (57).

Как и следовало ожидать, при $a = b$ формулы (60) и (61) переходят в формулы (49) напряженности результирующего поля внутри кругового бесконечного цилиндра, а формулы (67), (68) — в формулы (51)—(53) напряженности результирующего поля вне такого цилиндра. В случае поперечного внешнего поля формулы (60) и (61) переходят в формулы, приведенные для этого случая в [19, с. 245].

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результатом настоящей работы является получение из основного уравнения магнитостатики (1) конечных аналитических формул для напряженности результирующего поля внутри и вне однородного магнетика произвольной эллипсоидальной формы, помещенного во внешнее поле с условием (5), а также получение из них аналогичных формул для магнетиков, форма которых получается тем или иным предельным переходом эллипсоидальной. Сравнение с известными из литературы формулами предельных случаев подтверждает правильность выводимых формул. Составлена программа на языке Фортран, являющаяся компьютерной реализацией приведенных формул и позволяющая вычислять напряженность поля внутри и вне произвольного эллипсоидального магнетика в рамках исследуемой модели.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Квант» («Quantum») № АААА-А18-118020190095-4.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дякин В.В., Кудряшова О.В., Раевский В.Я. О проблемах использования пакетов универсальных программ для решения задач магнитостатики // Дефектоскопия. 2018. № 11. С. 23—34.
2. Дякин В.В., Раевский В.Я., Кудряшова О.В. Поле конечного дефекта в пластине // Дефектоскопия. 2009. № 3. С. 67—79.
3. Дякин В.В., Раевский В.Я., Кудряшова О.В. Дефект в шаре // Дефектоскопия. 2009. № 9. С. 16—30.
4. Дякин В.В., Кудряшова О.В. Дефект в цилиндре // Дефектоскопия. 2012. № 4. С. 41—55.
5. Дякин В.В., Кудряшова О.В. Дефект в трубе // Дефектоскопия. 2012. № 10. С. 3—17.
6. Печенков А.Н., Щербинин В.Е. Некоторые прямые и обратные задачи технической магнитостатики. Екатеринбург: Изд-во УрО РАН, 2004. 177 с.
7. Дякин В.В., Кудряшова О.В., Раевский В.Я. Один подход к решению основного уравнения магнитостатики для случая неоднородных магнетиков // Теоретическая и математическая физика. 2016. Т. 187. № 1. С. 88—103.
8. Шур М.Л., Новослугина А.П., Смородинский Я.Г. Магнитное поле дефекта произвольной формы в плоскопараллельной пластине // Дефектоскопия. 2015. № 11. С. 14—27.
9. Сапожников А.Б. Некоторые простейшие нелинейные расчеты в теории магнитной дефектоскопии // Труды СФТИ при ТГУ. Вып. 30. 1950. 207 с.

10. *Хижняк Н.А.* Интегральные уравнения макроскопической электродинамики. Киев: Наукова думка, 1986. 280 с.
11. *Дякин В.В.* Математические основы классической магнитостатики. Екатеринбург: РИО УрО РАН, 2016. 403 с.
12. *Прудников А.П., Брычков Ю.А., Маричев О.И.* Интегралы и ряды. М.: Физматлит, 2002. Т. 1. 631 с.
13. *Гуо П., Ивашкин В.В.* Методы вычисления потенциала однородного трехосного эллипсоида и их применение к анализу динамики спутника астероида // Препринты ИПМ им. М.В. Келдыша. 2018. № 94. 32 с.
14. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
15. *Кондратьев Б.П.* Теория потенциала. Новые методы и задачи с решениями. М.: Мир, 2007. 512 с.
16. *Ахиезер А.И.* Общая физика. Электрические и магнитные явления. Киев: Наукова думка, 1981. 471 с.
17. *Раевский В.Я.* О свойствах квазиэрмитовых операторов и их применении к исследованию операторов теории потенциала и основного уравнения электро- и магнитостатики // Препринт № 24/48(01). Екатеринбург: ИФМ УрО РАН, 2001.
18. *Татур Т.А.* Основы теории электромагнитного поля. М.: Высшая школа, 1989. 271 с.
19. *Неразрушающий контроль и диагностика / Под ред. Ключева В.В.* М.: Машиностроение, 1995. 487 с.
20. *Фихтенгольц Г.М.* Курс дифференциального и интегрального исчисления. Т. 2. М.: Наука, 1970. 800 с.
21. *Фихтенгольц Г.М.* Курс дифференциального и интегрального исчисления. Т. 1. М.: Наука, 1970. 608 с.
22. *Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф.* Специальные функции. М.: Наука, 1977. 344 с.

ГИСТЕРЕЗИСНАЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ИМПУЛЬСНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ПРОШЕДШЕЙ ЧЕРЕЗ МЕТАЛЛ ВОЛНЕ

© 2022 г. В.В. Павлюченко¹, Е.С. Дорошевич^{1,*}

¹Белорусский Национальный Технический Университет, Беларусь 220013

Минск, пр-т Независимости, 65

*E-mail: ess.doroshevich@gmail.com

Поступила в редакцию 09.11.2021; после доработки 28.01.2022

Принята к публикации 04.02.2022

Представлены экспериментальные зависимости $U(t)$ электрического напряжения, снимаемого с преобразователя магнитного поля, от времени t . Преобразователем сканировали дискретный датчик магнитного поля (ДДМП) с записями импульсных магнитных полей, прошедших через пластины из алюминия толщиной 0,015, 0,05, 0,055, 0,07, 0,09, 0,12, 0,165, 0,225 и 0,26 мм. На ДДМП с пластинами воздействовали импульсами магнитного поля линейного индуктора сложной формы, сформированными путем изменения параметров элементов электрической цепи источника и с помощью линий задержки. Получена гистерезисная интерференция импульсного магнитного поля в прошедшей волне для одиночных пластин и для пластин в составе массивного объекта, позволяющая повысить в несколько раз чувствительность контроля толщины объекта по сравнению с бесгистерезисными методами и осуществлять контроль объектов в узких зазорах между ними.

Ключевые слова: гистерезисная интерференция, импульсное магнитное поле, прошедшая волна, алюминиевая пластина, магнитный носитель.

DOI: 10.31857/S0130308222020063

ВВЕДЕНИЕ

Рассмотрим применение магнитного носителя (МН) для контроля свойств объектов. Дефектоскопия сварных свойств изделий из ферромагнитных материалов изложена еще в [1]. Следует отметить, что использование считывающего устройства с вращающейся магнитной головкой (МГ) позволило существенно увеличить чувствительность и точность контроля сварных соединений. Дальнейшее фундаментальное развитие магнитографического контроля осуществлено в [2], где среди многочисленных решений задач дефектоскопии получены оптимальные режимы намагничивания изделий с магнитным носителем, а также описаны способы и устройства, позволяющие повысить точность измерений с использованием импульсной и телевизионной (растровой) индикации. Большое внимание развитию магнитографической дефектоскопии уделено в [3]. В настоящее время также проводятся исследования по магнитографической дефектоскопии, среди которых отметим работы [4, 5].

Использование МН с получением найденной авторами гистерезисной интерференции (HI) магнитного поля осуществлено в [6]. Там показана схема экспериментальной установки для исследования распространения импульсных магнитных полей и изложены результаты контроля толщины пластин из алюминия (порядка 0,085 мм) при воздействии на них с МН сериями разнополярных импульсов линейного индуктора в количестве 1, 2, 3, 4 импульсов.

Гистерезисная интерференция осуществляется методом последовательного воздействия полями разного происхождения на объект с регистрирующим устройством, обладающим гистерезисными свойствами, на котором получают записи пространственных распределений указанных полей в виде их интерференционной картины, содержащей максимумы и минимумы, по которым определяют параметры полей и свойства объектов. При осуществлении HI на магнитном носителе воздействуют на МН с объектом импульсами магнитного поля локального источника с разными амплитудами, направлениями и временами нарастания, считывают информацию с МН магнитной головкой и получают HI электрического напряжения. При этом используют сплошные или дискретные МН и создают оптические изображения магнитных полей.

Последовательность операций программных расчетов при осуществлении метода HI , выделение электрических сигналов, снимаемых с преобразователя магнитного поля и обусловленных дефектами и неоднородностями в металлическом объекте, алгебраические действия с записями оптических изображений магнитных полей, выделение поля дефекта с аппроксимацией ветвей гистерезиса линейными участками функций намагничивания МН описаны в [7].

В отличие от вихретокового метода, рассмотренного, например, в [8], где изложены теоретические и экспериментальные основы выявления поверхностных дефектов разной глубины, разрабо-

тываемый метод позволяет записать мгновенные распределения магнитных полей на значительной площади объекта (квадратные дециметры и более).

Оптические изображения импульсных магнитных полей, мгновенные распределения магнитных полей на поверхностях разной формы, контроль толщины и других геометрических размеров, определение удельной электропроводности и магнитной проницаемости, однородности их распределения, параметров дефектов сплошности в них изложены в [9]. Там также получены изображения пластины из алюминия толщиной порядка 0,1 мм и полосок из алюминия толщиной 0,8 мм за алюминиевой пластиной толщиной 0,14 мм.

Расчеты HI импульсного магнитного поля на МН для двух перекрывающихся с разными временными задержками импульсов магнитного поля разной полярности с получением трех импульсов с временами нарастания $t_{\max 1} = 5 \cdot 10^{-5}$ с, $t_{\max 2} = 4,3 \cdot 10^{-6}$ с и $t_{\max 3} = 2,1 \cdot 10^{-6}$ с рассмотрены в [10]. Восходящие и нисходящие ветви гистерезисных зависимостей используемого МН $U(H)$, где H — напряженность магнитного поля, здесь представлены функциями арктангенса. Получены распределения $U(x)$ электрического напряжения, снимаемого с преобразователя магнитного поля, сканирующего МН, от координаты x для алюминиевой фольги толщиной порядка 0,01 мм, сформированы их оптические изображения. Использование HI позволяет повысить чувствительность измерений и точность контроля толщины в несколько раз по сравнению с безгистерезисными методами.

В [11] представлены результаты измерения толщины образцов из алюминиевой фольги порядка 0,05 мм гистерезисными и безгистерезисными методами в импульсном магнитном поле линейного индуктора, перемещаемого дискретно с заданным шагом над фольгой с МН, гистерезисные ветви которого представлены в виде функции арктангенса. Показано, что применение гистерезисной интерференции позволяет повысить чувствительность средств измерения в несколько раз.

Для получения информации в реальном масштабе времени путем визуализации магнитных полей МН могут быть использованы магнитооптические пленки, в частности, пленки с гигантским фарадеевским вращением. Так, разработка способов визуализации и измерения напряженности магнитного поля и полей дефектов сплошности, осуществляемая в настоящее время, начата еще в [12—14].

Разрабатываемый метод может быть использован для определения удельной электропроводности и ее распределения в плоскости и объеме объектов из неферромагнитных материалов как, например, в [15] при использовании вихревого метода. Однако в нашем случае одновременно осуществляется определение толщины слоя не в одиночной локальной точке или в макроскопической области с усреднением измеряемой величины, а одновременно на значительной части объекта площадью в несколько квадратных сантиметров с высоким разрешением по точкам поверхности.

Таким образом, с помощью HI могут быть значительно повышены чувствительность, точность, разрешающая способность и объем одновременно записываемой информации по точкам поверхности контролируемого объекта с возможностью получения мгновенных кадровых изображений распределения магнитных полей на этой поверхности при разных условиях воздействия на объект. Как показали наши исследования, использование гистерезисной интерференции при контроле свойств объектов из электропроводящих материалов в отраженном от поверхности металла импульсном магнитном поле повышает точность определения свойств объектов в 2, 3 и более раз.

В ряде случаев необходимо использовать преимущества контроля с применением HI в прошедшей электромагнитной волне. Это позволит производить одновременно оптический контроль объекта, получать более полную информацию об объекте с разных его сторон, а также определять свойства металлических объектов в узких зазорах внутри них, где контроль другими методами невозможен.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Для формирования импульсов магнитного поля заданной формы на тиристорной установке проведены исследования цепи индуктора путем изменения величины емкости, индуктивности и активного сопротивления цепи разряда. Определены также параметры линий задержки импульсов и введены дополнительные цепи разряда емкостей на индуктор и на параллельно включенные линии с дополнительными тиристорами. При этом были учтены результаты, полученные в [6, 7, 11].

Для осуществления гистерезисной интерференции импульсного магнитного поля в прошедшей через металл волне применяли одиночные импульсы сложной формы, показанные на рис. 1 и рис. 2.

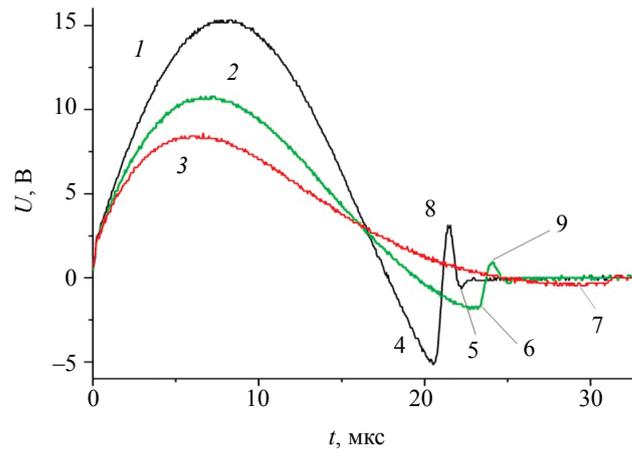


Рис. 1. Зависимости $U(t)$, снимаемые с измерительного сопротивления при разных параметрах элементов цепи индуктора.

Импульсы магнитного поля, сформированные путем изменения параметров элементов электрической цепи источника поля, представлены на рис. 1, где изображены зависимости 1, 2, 3 $U(t)$, снимаемые с измерительного сопротивления цепи индуктора в порядке увеличения активного сопротивления цепи индуктора, при неизменной величине индуктивности этой цепи. Здесь же показаны пики выбросов 4, 5, 6, 7 в обратном направлении поля и пики выбросов 8, 9 в прямом направлении.

Картина HI с нулевым максимумом четвертого порядка может быть получена путем применения импульса 1 при соответствующих максимумах основного сигнала и выбросов 4, 8 и 5 или использованием четырех импульсов 1 с убывающей амплитудой и чередующейся полярностью и с такими выбросами поля, которые не проходят через всю толщину металла. Для получения HI с нулевым максимумом третьего порядка может быть использован импульс 2 с двумя выбросами 5 и 9 и экспоненциально (или обратно пропорционально убывающим) задним фронтом. Импульс 3 позволяет получить нулевой максимум только первого порядка ввиду малой амплитуды единственного выброса 7. При этом величина прошедшего поля зависит также от времени нарастания основного импульса и выбросов.

Результаты формирования импульсов поля с помощью линий задержки, включенных в электрическую цепь источника поля, представлены на рис. 2, где изображены зависимости 1—6 $U(t)$, снимаемые с измерительного сопротивления цепи индуктора в порядке увеличения времени

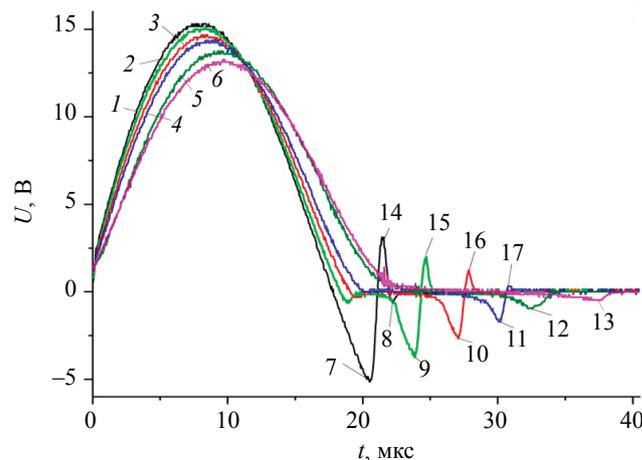


Рис. 2. Зависимости $U(t)$, снимаемые с измерительного сопротивления цепи индуктора с разными параметрами линий задержки.

задержки. Здесь же показаны пики выбросов 7—13 в обратном направлении поля и пики выбросов 14—7 в прямом направлении. Импульс 1 с выбросами 7, 14 и 8 соответствует импульсу 1 с выбросами 4, 8 и 5 на рис. 1.

Для осуществления HI с нулевым максимумом четвертого порядка может быть использован импульс 1 с выбросами 7, 14 и 8, третьего порядка — импульс 2 с выбросами 9 и 15 и импульс 3 с выбросами 10 и 16, второго порядка — импульс 4 с выбросом 11 (выброс 17 мал) и импульс 5 с выбросом 12, первого порядка — импульс 6 (выброс 13 мал).

Формирование импульсов поля с помощью линий задержки в отличие от формирования путем изменения параметров элементов электрической цепи источника позволяет получать импульсы поля не только с синусоидальным передним фронтом, но и с синусоидальным задним фронтом импульса. Более того, обратные выбросы следуют не в момент окончания основного импульса, а с временной задержкой до четверти его периода и больше (пики выбросов 7—13 и 14—17). При этом амплитуда основного импульса уменьшается на величину до 15% (зависимости 1 — 6 на рис. 2) с увеличением времени задержки, а его период увеличивается (ориентировочно также до 15%, зависимости 1 — 6 на рис. 2).

Все найденные особенности импульсов поля при их формировании путем изменения параметров элементов электрической цепи источника или с помощью линий задержки могут быть использованы при определении свойств объектов. Величина напряженности прошедшего через металлический объект магнитного поля уменьшается с увеличением толщины объекта. При этом с увеличением времени нарастания импульса и его длительности величина этой напряженности растет. Таким образом, параметры HI в прошедшем поле зависят еще и от параметров заднего фронта импульса поля даже при его плавном убывании до нуля без обратных выбросов.

Для получения HI воздействовали на пластины из алюминия с приложенным дискретным датчиком магнитного поля (ДДМП) импульсом магнитного поля сложной формы, после чего получали зависимости величины электрического напряжения $U(t)$ от времени развертки t цифрового осциллографа, снимаемого с индукционной МГ, при сканировании ею ДДМП. Дискретный датчик магнитного поля располагали на противоположной от источника поля стороне пластины. Графики полученных зависимостей для образцов разной толщины при воздействии на них с ДДМП двумя разнополярными импульсами вида 1 (см. рис. 1) изображены на рис. 3. Здесь и на последующих рисунках одной миллисекунде развертки осциллографа соответствует отрезок расстояния 1,1 см. На рис. 3 установлены следующие обозначения: 1, 4 и 7 — зависимости $U(t)$ для одиночных пластин из алюминия толщиной соответственно 0,225, 0,26 и 0,165 мм. Через 2 и 3, 5 и 6, 8 и 9 обозначены пары отрицательных и положительных пиков сигнала, соответствующих проекции оси линейного индуктора на ДДМП (нулевой максимум). Здесь также обозначены пики сигнала 10 и 11, по которым определяли порядок нулевого максимума. При построении зависимостей $U(t)$

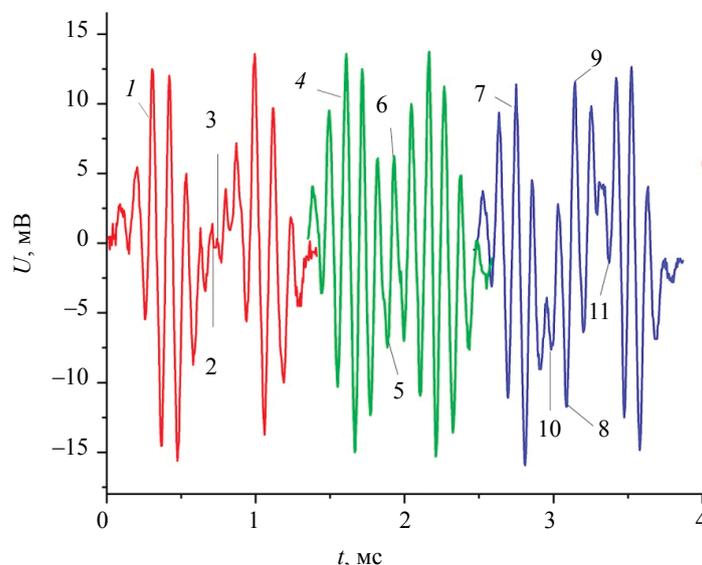


Рис. 3. Зависимости $U(t)$ в прошедшем поле для одиночных пластин из алюминия толщиной 0,225, 0,26 и 0,165 мм; два импульса магнитного поля вида 1 (см. рис.1).

на рис. 3 авторы использовали разработанный ими метод, при котором величину центрального максимума (или минимума) HI устанавливают равной нулю для объекта заданной толщины. За основу принята пластина толщиной 0,225 мм. В результате воздействия на нее двумя импульсами вида I (см. рис. 1) получена величина центрального минимума равная 0,63 мВ (пики 2 и 3 на рис.3 с напряжением $-0,313$ мВ и $0,313$ мВ), рядом с которым нет локальных максимумов. Значит, перемагничивания ДДМП на проекции оси индуктора не произошло, и нулевой минимум является минимумом первого порядка. Порядок нулевого и последующих максимумов (минимумов) интерференции находили в соответствии с исследованиями авторов, изложенными в [6, 7]. Размах сигнала между пиками 5 ($-7,5$ мВ) и 6 (6,25 мВ) составляет 13,8 мВ. Этот минимум также является нулевым минимумом первого порядка. Размах нулевого максимума, определяемый по величине пиков 8 ($-11,8$ мВ) и 9 (11,6 мВ) и равный 23,3 мВ, значительно превосходит размах между пиком 10 и соседним с ним, необозначенным пиком. То же самое относится к пику 11 и соседнему с ним, необозначенному пику. Это означает, что участок ДДМП под осью индуктора подвергся перемагничиванию в направлении, противоположном первоначальному. Таким образом, согласно принятым обозначениям максимум 8—9 для пластины толщиной 0,165 мм является нулевым максимумом второго порядка.

Придав положительный знак первоначальному направлению намагничивания ДДМП, находим величины нулевого максимума для пластин разной толщины: $-23,3$ мВ (0,165 мм), 0,63 мВ (0,225 мм), 13,8 мВ (0,26 мм). Разности толщин $0,26 - 0,165 = 0,095$ (мм) соответствует диапазон напряжений $23,3 + 13,8 = 37,1$ мВ, откуда получаем чувствительность 390 мВ/мм в диапазоне толщин от 0,165 до 0,26 мм. Чувствительность без использования HI равна примерно 130 мВ/мм (изменению толщины пластины на 0,1мм соответствует изменение напряжения на 13 мВ). Еще больше возрастает точность определения толщины пластины.

В случае определения толщины металлических объектов и их других свойств в отраженной волне основными параметрами импульсов магнитного поля являются их амплитуда, время нарастания и форма переднего фронта волны.

При измерениях в прошедшей через металл волне может быть использован синусоидальный импульс. Однако идеальный синусоидальный импульс является атрибутом колебательного контура. Это означает, что система, производящая синусоидальный импульс сама не в состоянии прекратить колебания в момент времени, равный половине периода и при обрыве электрической цепи в этот момент возникают выбросы магнитного поля обратной полярности, продолжающие воздействие поля на металлический объект с приложенным к нему магнитным носителем. В отраженной волне мы используем этот факт для проведения точных измерений, рассчитывая оптимальные величины амплитуды и времени нарастания выброса, а также форму его переднего фронта.

При измерении в прошедшей волне следует либо использовать обратные выбросы, либо исключить их влияние на результаты измерений. Во втором случае никаких изменений параметров основного импульса не должно быть. Значит время нарастания, длительность и амплитуда обратных импульсов должны быть такими, чтобы они не достигали участков гистерезисной интерференции. Для повышения чувствительности и точности контроля, а также для его осуществления в узких зазорах были проведены измерения с установкой контролируемой пластины на алюминиевую станину. Толщина этой станины была больше длины волны импульсного магнитного поля, распространяющегося в алюминиевой пластине. Гистерезисная интерференция в прошедшем поле получена как для пластин в составе массивного объекта (со станиной), так и для одиночных пластин.

Картины HI для алюминиевой пластины толщиной 0,05 мм при воздействии на нее с ДДМП импульсами магнитного поля вида 3 (см. рис. 1), то есть без обратных выбросов, показаны на рис. 4а и 4б. На рис. 4а установлены следующие обозначения: 1, 2 и 3 — зависимости $U(t)$, снимаемого с МГ, и соответствующие им максимумы и минимумы сигналов 4 и 5, 6 и 7, 8 и 9. Зависимость 1 получена для одиночной пластины толщиной 0,05мм в отраженном поле, а зависимости 2 и 3 — в прошедшем сквозь эту пластину поле соответственно для массивного объекта и для одиночной пластины из алюминия толщиной 0,05 мм. Величина электрического напряжения, снимаемого с МГ, соответствующая величине напряженности магнитного поля в указанных точках имеет следующие значения: точка 4 (49,4 мВ), 5 ($-45,0$ мВ), 6 (58,2 мВ), 7 ($-50,6$ мВ), 8 (35,0 мВ), 9 ($-33,1$ мВ).

Таким образом, размах сигнала для прошедшего импульса в массивном объекте равен 108,8 мВ, а для прошедшего поля через одиночную пластину толщиной 0,05 мм он составляет 68,1 мВ. Размах отраженного от пластины толщиной 0,05 мм поля равен 94,4 мВ.

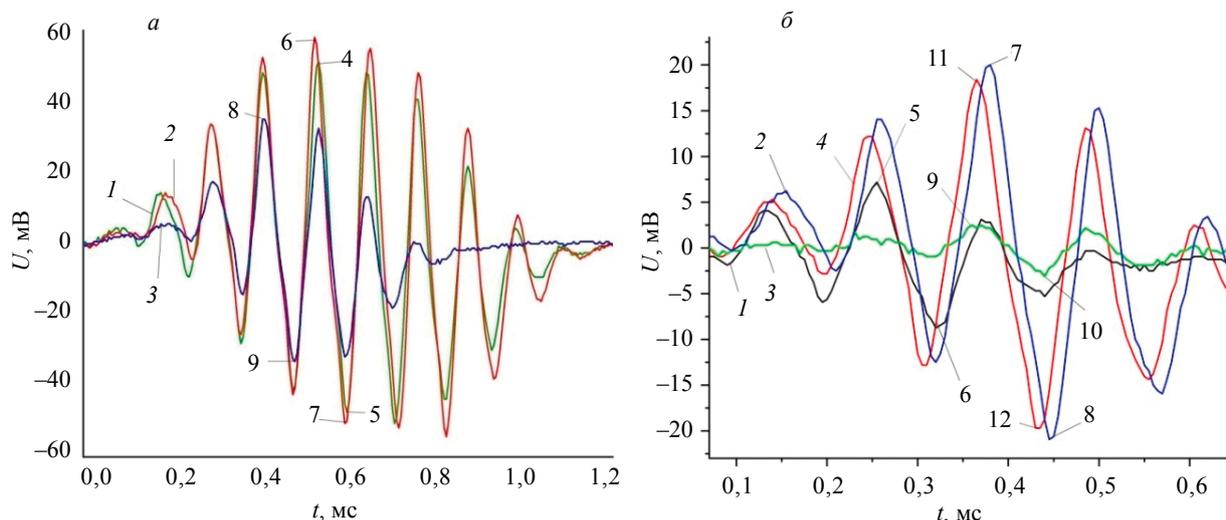


Рис. 4. Зависимости $U(t)$ в прошедшем и отраженном поле для пластины из алюминия толщиной 0,05 мм (одиночной и в составе массивного объекта):

a — два разнополярных импульса магнитного поля вида 3 (см. рис.1); b — один импульс магнитного поля вида 3 (см. рис.1).

Максимальная напряженность прошедшего через пластину поля в массивном объекте (точки 6 и 7) больше напряженности отраженного от этой пластины поля (точки 4 и 5). Однако эта разность не является максимальной, так как воздействие на ДДМП с объектом двумя указанными импульсами поля не выводит ДДМП на рабочий участок с максимальной чувствительностью.

Для получения максимальной чувствительности измерений определим оптимальные параметры воздействующих импульсов, используя их по отдельности. Как показали измерения, первый примененный импульс поля для получения зависимостей 1, 2 и 3 на рис. 4а с максимальной напряженностью поля 240 А/м выводил ДДМП в состояние, близкое к насыщению, что снижало чувствительность контроля.

Результаты воздействия вторым импульсом поля на объект с ДДМП без применения первого импульса показаны на рис. 4б, где установлены следующие обозначения: 1, 2, 3 и 4 — зависимости $U(t)$ и соответствующие им максимумы и минимумы сигналов 5 и 6, 7 и 8, 9 и 10, 11 и 12. Максимумы сигналов зависимостей смещены относительно друг друга по оси абсцисс. Зависимость 1 получена в отсутствие объекта, зависимость 2 — в прошедшем сквозь пластину поле, когда она является частью массивного объекта, зависимость 3 — для одиночной пластины из алюминия толщиной 0,05 мм в прошедшем поле, зависимость 4 — для одиночной пластины толщиной 0,05 мм в отраженном поле. Величина электрического напряжения, снимаемого с МГ, и соответствующая величине напряженности магнитного поля, в указанных точках имеет следующие значения: точка 5 (7,19 мВ), 6 (–8,75 мВ), 7 (20,0 мВ), 8 (–20,9 мВ), 9 (2,50 мВ), 10 (–3,13 мВ), 11 (18,4 мВ), 12 (–19,7 мВ). Размах сигнала в отсутствие объекта равен 15,9 мВ (111 А/м). Для прошедшего через пластину импульса в случае массивного объекта он равен 40,9 мВ (148 А/м), а для прошедшего поля через одиночную пластину толщиной 0,05 мм он составляет 5,63 мВ (80 А/м). Размах сигнала отраженного от одиночной пластины толщиной 0,05 мм поля равен 38,1 мВ (144 А/м). Максимальная напряженность прошедшего сквозь пластину поля в случае массивного объекта (точки 7 и 8) больше максимальной напряженности поля, отраженного от этой одиночной пластины (точки 11 и 12).

Таким образом, воздействие только вторым импульсом не выводит МН в состояние, близкое к насыщению. В результате размах сигнала для прошедшего через пластину импульса в случае массивного объекта составляет 40,9 мВ, а для прошедшего поля через одиночную пластину он равен 5,63 мВ вместо значений 108,8 и 68,1 мВ при воздействии двумя импульсами.

Произведем оценочные расчеты полей в прошедшей через объект волне при воздействии на него двумя отдельными импульсами магнитного поля разной напряженности. Распространение синусоидально изменяющегося магнитного поля в глубь электропроводящего материала рассмотрено в [16—18] на основании решения уравнений Максвелла и для переходного процесса может быть представлено следующим соотношением [18, с. 67]:

$$H_z(x, t) = H_m \cdot e^{-\frac{x}{\delta}} \cdot \sin\left(\omega t - \frac{x}{\delta}\right) - \frac{2}{\sqrt{\pi}} H_m \int_0^{\lambda_0} \sin\left(2\pi \frac{t}{T} - \frac{1}{2} \frac{x^2}{\delta^2} \frac{1}{\lambda^2}\right) e^{-\lambda^2} \cdot d\lambda, \quad (1)$$

где H_m — амплитуда напряженности магнитного поля; x — координата в глубину материала; $\omega = 2\pi/T$ — циклическая частота; T — период колебаний; λ — переменная интегрирования; δ — условная глубина проникновения магнитного поля, равная:

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu_0 \sigma \omega}}, \quad (2)$$

где μ_0 — магнитная постоянная, σ — удельная электропроводность материала.

Первый член (1) является решением для установившихся колебаний, а второй дает поправку для переходного процесса.

Пусть первая и третья среды являются вакуумом (воздухом), а вторая — пластиной из алюминия толщиной d . Источник импульсного магнитного поля находится в первой среде. Установим алюминиевую пластину на массивный объект из алюминия, толщина которого во много раз превосходит δ для всех используемых импульсов. Между пластиной и массивным объектом оставим воздушный зазор порядка 0,15 мм, в который поместим ДДМП, воздействуем на них импульсом магнитного поля и определим величину максимальной тангенциальной составляющей напряженности импульсного магнитного поля в воздушном зазоре. Проведем указанные действия для пластин разной толщины, установленных на массивном объекте, и получим распределение максимальной напряженности магнитного поля в зазоре по координате x в глубину объекта.

Введем следующие обозначения: H_{m11} и H_{m12} — максимальные напряженности магнитного поля первого и второго импульсов источника в первой среде вблизи границы сред; H_{m1} и H_{m2} — максимальные напряженности суммарного магнитного поля первого и второго импульсов в первой среде вблизи границы раздела сред; H_{m31} — максимальная напряженность магнитного поля первого импульса в зазоре массивного объекта.

При толщине объекта во много раз большей, чем δ , напряженность суммарного магнитного поля вблизи поверхности объекта равна удвоенной напряженности воздействующего поля [19, с. 150].

Как показали проведенные нами исследования, изменение максимальной напряженности магнитного поля в воздушном зазоре с глубиной в массивном объекте происходит по тому же закону, что и изменение напряженности внутри цельного металлического объекта, полученное теоретическими расчетами.

Тогда с учетом толщины объекта, стремящейся к бесконечности, в случае стационарного процесса величина максимальной напряженности магнитного поля в воздушном зазоре для первого импульса в заданный момент времени может быть представлена следующей формулой:

$$H_{m31d} = 2H_{m11} \cdot e^{-\frac{d}{\delta}} \sin\left(\omega t - \frac{d}{\delta}\right). \quad (3)$$

В результате получаем максимальную величину напряженности магнитного поля в зазоре на глубине d :

$$H_{m31d} = 2H_{m11} \cdot e^{-\frac{d}{\delta}}. \quad (4)$$

Воспользуемся найденной нами линейной (квазилинейной) зависимостью величины максимальной тангенциальной составляющей напряженности импульсного магнитного поля вторичного источника от толщины материала, как это сделано, например, в [20]. Тогда максимальная суммарная напряженность магнитного поля H_{m2} в отраженной волне вблизи поверхности отдельной алюминиевой пластины в результате второго импульса будет равна:

$$H_{m2} = H_{m12} \left(1 + \frac{d}{d_0}\right). \quad (5)$$

Здесь d_0 — приведенная толщина материала. Приведенная к максимальной величине напряженности магнитного поля толщина d_0 характеризует электрические свойства материала. Это толщина материала, при которой величина максимальной напряженности магнитного поля на его поверхности удваивается при условии выполнения линейной зависимости максимальной напря-

женности магнитного поля от толщины материала. Иными словами, величину d_0 находят путем экстраполяции указанной линейной зависимости до удвоенной величины максимальной напряженности магнитного поля.

Пользуясь формулами (4) и (5), можно находить соответствие между напряженностями поля над поверхностью отдельной пластины и напряженностью в зазоре в различных пропорциях.

Найдем H_{m12} поля второго импульса источника, при которой H_{m2} суммарного поля на поверхности отдельной алюминиевой пластины равна H_{m31} поля в зазоре в результате первого импульса с H_{m11} . Приравнявая (4) и (5), получаем:

$$2H_{m11} \cdot e^{-\frac{d}{\delta}} = H_{m12} \left(1 + \frac{d}{d_0} \right). \quad (6)$$

Для $t_{\max} = 8$ мкс имеем: $\delta = 0,45$ мм, $d_0 = 0,098$ мм. Тогда для $d = 0,05$ мм из (5) получаем окончательно:

$$H_{m12} = 1,185 H_{m11}. \quad (7)$$

Представляет научный интерес случай, когда максимальные напряженности поля над одиночной пластиной и в зазоре массивного объекта между ним и этой пластиной равны при воздействии одним и тем импульсом поля источника, то есть при $H_{m11} = H_{m12}$. Из (6) определим толщину пластины d_1 , при которой выполняется данное условие:

$$2e^{-\frac{d_1}{\delta}} = 1 + \frac{d_1}{d_0}, \quad (8)$$

откуда находим величину $d_1 = 0,069$ мм.

Найденная величина d_1 выходит за пределы полученной ранее авторами линейной зависимости (7), которая выполняется в интервале полей от 0 до $0,3 H_{m11}$ (в диапазоне толщин от 0 до $0,3d_0$). Учет нелинейности дальнейших участков указанной зависимости (переход линейной зависимости в зависимость вида единица минус экспонента) позволил оценить величину d_1 . Она оказалась равной $0,105$ мм, то есть порядка d_0 .

Вернемся к переходному процессу. Решение (1) не может быть представлено в виде элементарных функций и получается путем введения функции ошибок. Однако в разные моменты времени зависимости напряженности магнитного поля от координаты x в глубину объекта можно описать с использованием функций синуса и экспоненты. Как показали наши расчеты, огибающая линия этих зависимостей может быть представлена экспонентой с показателем $0,91$ вместо единицы, как это было в случае стационарного процесса. Таким образом, для определения величины d_1 вместо (8) используем следующее выражение:

$$2e^{-0,91\frac{d_1}{\delta}} = 1 + \frac{d_1}{d_0}. \quad (9)$$

В общем случае, когда зависимость напряженности магнитного поля от толщины объекта в отраженной волне может быть описана функциями $y_i(d)$, выраженными в относительных единицах и включающими все указанные участки этой зависимости, вместо (9) получаем:

$$2e^{-0,91\frac{d_1}{\delta}} = 1 + y_i(d), \quad (10)$$

а при воздействии двумя разными импульсами соотношение (6) переходит в:

$$2H_{m11} \cdot e^{-0,91\frac{d}{\delta}} = H_{m12}(1 + y_i(d)). \quad (11)$$

Возможности контроля свойств объектов в узких зазорах дополнены графиками на рис. 5, 6. На рис. 5 показаны зависимости $U(t)$ 1, 2, 3, полученные соответственно в отсутствие образца и для одиночной пластины из алюминия толщиной $0,015$ мм в прошедшем и отраженном поле. Воздействие на ДДМП и пластины осуществляли импульсом вида I (см. рис. 1) с 3 выбросами. Здесь также обозначены максимумы и минимумы сигналов 4 и 5, 6 и 7, 8 и 9. Величина электрического напряжения, снимаемого с МГ, имеет следующие значения: точка 4 ($-1,88$ мВ), 5 ($6,25$ мВ), 6 ($-20,9$ мВ), 7 ($26,6$ мВ), 8 ($-15,3$ мВ), 9 ($19,4$ мВ). Отсюда по точкам 4 и 5 находим величину нулевого максимума второго порядка в отсутствие образца: $8,13$ мВ. Для одиночной пластины из

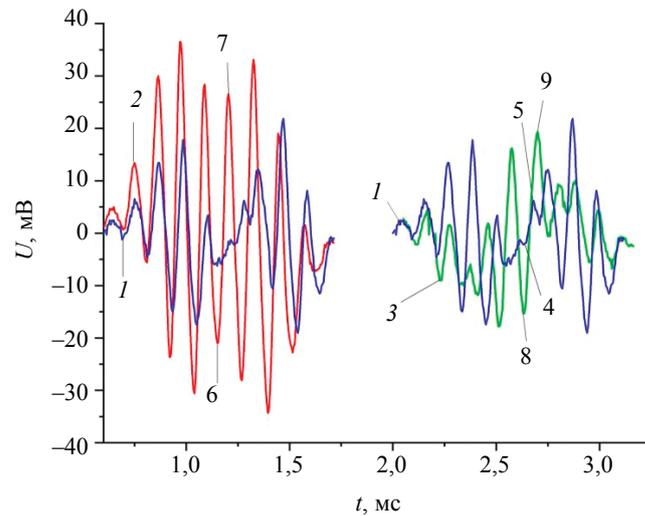


Рис. 5. Зависимости $U(t)$ без объекта и для одиночной пластины из алюминия толщиной 0,015 мм в прошедшем и отраженном поле; импульс вида 1 (см. рис.1).

алюминия толщиной 0,015 мм в прошедшем и отраженном поле по точкам 6 и 7 получаем соответственно нулевые максимумы первого порядка 47,5 мВ (нет перемагничивания в обратную сторону) и по точкам 8 и 9 — второго порядка 34,7 мВ (на перемагничивание указывают минимумы сигналов с внешних сторон пиков 8 и 9).

На рис. 6а показаны зависимости $U(t)$ 1, 2, 3, полученные для пластин из алюминия толщиной 0,015, 0,07 и 0,055 мм соответственно в составе массивного объекта в прошедшем поле. Воздействие на ДДМП и пластины осуществляли импульсом вида 1 (см. рис. 1) с 3 выбросами. Здесь также обозначены минимумы и максимумы сигналов 4 (–35,3 мВ), 5 (34,4 мВ), 6 (–3,44 мВ), 7 (10,9 мВ), 8 (–17,8 мВ), 9 (18,4 мВ). Размах сигнала составляет 69,7 мВ (точки 4 и 5), 14,3 мВ (точки 6 и 7), 36,2 мВ (точки 8 и 9).

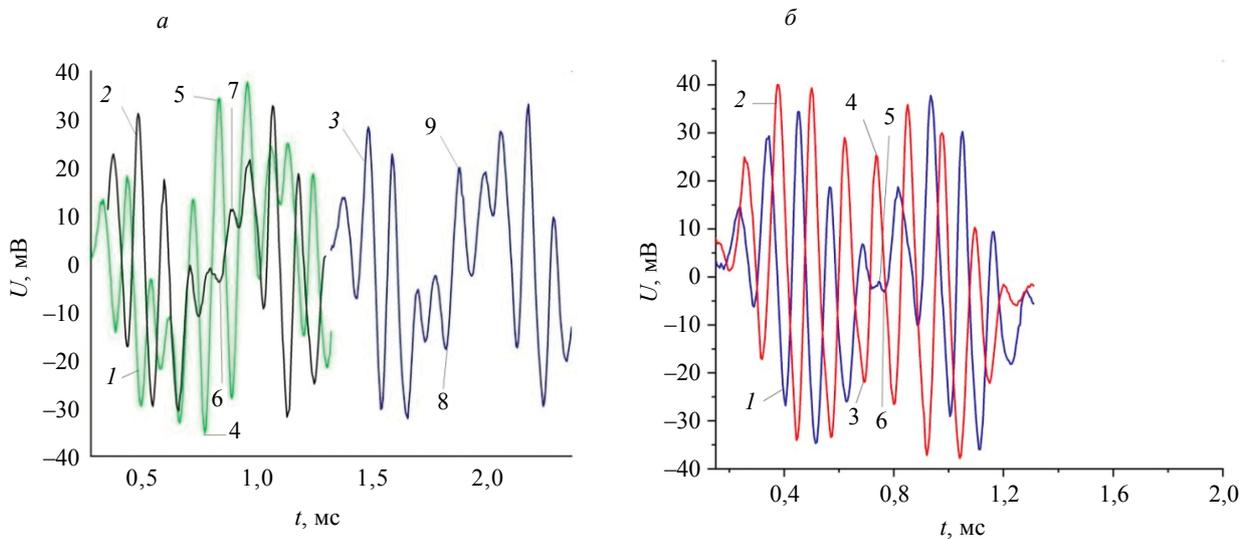


Рис. 6. Зависимости $U(t)$ в прошедшем поле для пластин из алюминия разной толщины в составе массивного объекта; импульс вида 1 (см. рис. 1):

а — толщина пластин 0,015, 0,07 и 0,055 мм; б — толщина пластин 0,09 и 0,12 мм.

Зависимости $U(t)$ 1 и 2, полученные соответственно для пластин из алюминия толщиной 0,09 и 0,12 мм в составе массивного объекта в прошедшем поле, показаны на рис. 6б. Воздействие на ДДМП и пластины осуществляли импульсом вида 1 (см. рис. 1) с 3 выбросами. Здесь также обозначены минимумы и максимумы сигналов 3 (-21,9 мВ), 4 (25,3 мВ), 5 (-0,94 мВ), 6 (-2,81 мВ). Размах сигнала составляет 47,2 мВ (точки 3 и 4) и 1,87 мВ (точки 5 и 6). Из рис. 6б следует, что разности толщин $0,12 - 0,09 = 0,03$ мм соответствует диапазон напряжений $47,2 - 1,87 = 45,3$ мВ. Таким образом, может быть достигнута чувствительность измерений порядка 1500 мВ/мм.

Отметим, что авторами с помощью одной линии задержки впервые получено разделение импульса сложной формы, состоящего из основного импульса и выбросов, на две части с регулируемым временем задержки выбросов относительно основного импульса от нуля до четверти его периода (см. рис. 2). При этом форма основного импульса остается неизменной, а его амплитуда и длительность регулируются. Задержка выбросов позволяет определять свойства объекта при разных распределениях индукционных токов в нем.

При известной толщине металлической пластины методом гистерезисной интерференции можно определять и удельную электропроводность ее материала, как это показано в [6] и более ранних работах авторов. Полученные результаты позволяют осуществлять контроль в узких зазорах между металлическими объектами шириной от 10 микрон с определением толщины и удельной электропроводности материалов объекта с двух сторон зазора, чего в силу разных причин, в том числе из-за малой ширины зазоров нельзя осуществить другими методами. При этом определяют свойства пластин, как в составе массивного объекта, так и в зазоре между пластинами разной толщины. Эти толщины объекта с каждой из двух сторон зазора могут быть разными и изменяться в любой пропорции от единиц (долей) микрон до $2\lambda_d$, то есть до длины электромагнитной волны в металле.

ВЫВОДЫ

На основании проведенных экспериментальных исследований получены импульсы магнитного поля, состоящие из основного однополярного импульса с формой, близкой к синусоидальной, и выбросами разной полярности в количестве от одного до трех. Время нарастания основного импульса составляло от нескольких микросекунд до нескольких десятков микросекунд, а выбросов — от 0,3 до 3,0 мкс. Импульсы сформированы двумя способами: путем изменения параметров элементов электрической цепи источника и изменением параметров линий задержки, включенных в его электрическую цепь.

Представлены импульсы сложной формы, состоящие из основного импульса и выбросов, полученные разделением с помощью одной линии задержки на две части с регулируемым временем задержки выбросов относительно основного импульса. Использование этих импульсов может позволить определять свойства объекта при разных распределениях индукционных токов в нем. Полученные импульсы позволяют получать гистерезисную интерференцию с нулевым максимумом первого — четвертого и более высоких порядков.

Представлены экспериментальные зависимости $U(t)$ электрического напряжения, снимаемого с индукционной магнитной головки, сканирующей ДДМП с записями импульсных магнитных полей, прошедших через пластины из алюминия толщиной 0,015, 0,05, 0,055, 0,07, 0,09, 0,12, 0,165, 0,225 и 0,26 мм от времени t . Получена гистерезисная интерференция импульсного магнитного поля в прошедшей через одиночные пластины волне. Получена также HI в прошедшей через пластины в составе массивного объекта волне и интерференция в отраженном от одиночных пластин импульсном магнитном поле. Показано, что толщину объекта можно определять по величине нулевого максимума гистерезисной интерференции. При этом может быть достигнута чувствительность 1500 мВ/мм. Полученные результаты позволяют повысить в несколько раз чувствительность и точность контроля толщины объекта и удельной электропроводности его материала по сравнению с бесгистерезисными методами.

Проведенные исследования максимальной напряженности импульсного магнитного поля в зазорах внутри металлических объектов, а также использование полученной ранее авторами зависимости этой напряженности вблизи поверхности объекта от его толщины позволяют заключить следующее. Разработанный метод HI дает возможность определять толщину и удельную электропроводность металлических объектов путем проведения измерений в узких зазорах шириной от 10 микрон внутри объектов, где контроль другими методами невозможен.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Фалькевич А.С., Хусанов М.Х.* Магнитографический контроль сварных соединений. М.: Машиностроение, 1966. 176 с.
2. *Козлов В.С.* Техника магнитографической дефектоскопии. Мн.: Вышэйшая школа, 1976. 256 с.
3. *Михайлов С.П., Щербинин В.Е.* Физические основы магнитографической дефектоскопии. М.: Наука, 1992. 238 с.
4. *Грузинцев А.А., Михайлов С.П.* Самосогласованный расчет магнитного поля для задач магнитной дефектоскопии. I. Исходная модель для расчета поля магнитной ленты, намагниченной от проводника с током // Дефектоскопия. 2011. № 2. С. 22—30.
5. *Новиков В.А., Кушнер А.В., Шилов А.В.* Экспериментальное исследование магнитографического контроля объектов при их намагничивании перемещаемым постоянным магнитом через магнитоноситель. I // Дефектоскопия. 2010. № 7. С. 42—50.
6. *Pavlyuchenko V.V., Doroshevich E.S.* Using magnetic hysteresis for testing electroconductive objects in pulsed magnetic fields // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2013. V. 49. No. 6. P. 334—346.
7. *Павлюченко В.В., Дорошевич Е.С., Пивоваров В.Л.* Расчет распределений остаточных магнитных полей при гистерезисной интерференции импульсного магнитного поля // Дефектоскопия. 2015. № 1. С. 11—20.
8. *Ферстер Ф.* Неразрушающий контроль методом магнитных полей рассеяния. Теоретические и экспериментальные основы выявления поверхностных дефектов конечной и бесконечной глубины // Дефектоскопия. 1984. № 12. С. 13—18.
9. *Павлюченко В.В., Дорошевич Е.С., Пивоваров В.Л.* Компьютерные методы нахождения распределений импульсных магнитных полей вблизи объектов из электропроводящих материалов // Дефектоскопия. 2016. № 3. С. 48—56.
10. *Pavlyuchenko V.V., Doroshevich E.S.* Hysteretic Interference of Time-Overlapping Magnetic Field Pulses // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2019. V. 55. No. 12. P. 949—956.
11. *Pavlyuchenko V.V., Doroshevich E.S.* Hysteretic Interference of Magnetic Field of a Moving Linear Inductor // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2020. V. 56. No. 1. P. 49—57. [*Павлюченко В.В., Дорошевич Е.С.* Гистерезисная интерференция магнитного поля перемещаемого линейного индуктора // Дефектоскопия. 2020. № 1. С. 51—60.]
12. *Акулов Н.С., Телеснин Р.В.* Способ магнитного контроля / Авт. свид. СССР № 452786. Бюл. изобр. 1974. № 45.
13. *Афонин А.М., Киселев В.Н., Вахромеев Ю.И., Пухов И.К.* Магнитооптический преобразователь / Авт. свид. СССР № 832443. Бюл. изобр. 1981. № 19.
14. *Трунов Б.Н., Дремымбо Я.Г., Червоненкис А.Я., Балбашов А.М.* Магнитооптический способ воспроизведения сигналов с магнитного носителя / Авт. свид. СССР № 538392. Бюл. изобр. 1976. № 45.
15. *Терехин И.В., Славинская Е.А.* Контроль удельной электропроводности двухслойных немагнитных объектов импульсным вихретоковым методом // Дефектоскопия. 2019. № 4. С. 30—36.
16. *Тамм И.Е.* Основы теории электричества. М.: Наука, 1989. 504 с.
17. *Слухоцкий А.Е., Немков В.С., Павлов Н.А., Бамунэр А.В.* Установки индукционного нагрева. Л.: Энергоиздат, 1981. 325 с.
18. *Кнопфель Г.* Сверхсильные импульсные магнитные поля. М.: Мир, 1972. 390 с.
19. *Поливанов К.М.* Ферромагнетики. М.-Л.: Госэнергоиздат, 1957. 256 с.
20. *Pavlyuchenko V.V., Doroshevich E.S.* Imaging Electric Signals of a Magnetic Field Transducer with Hysteretic Interference for Testing Metals in Pulsed Magnetic Fields // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2020. V. 56. No. 11. P. 907—914.