



ISSN 0130-3082

Российская Академия наук

Дефектоскопия



Неразрушающий контроль

Техническая диагностика

Анализ материалов

№ 3

2024



НАУКА

— 1727 —

ДЕФЕКТОСКОПИЯ

Журнал ежемесячный
Основан в феврале 1965 года
Екатеринбург

№ 3
2024

СОДЕРЖАНИЕ

Акустические методы

В.Т. Беликов. Изучение эволюции спектра мощности акустического излучения в процессе разрушения твердого тела 3

А.Е. Базулин, Е.Г. Базулин, А.Х. Вopilкин, С.А. Коколев, С.В. Ромашкин, Д.С. Тихонов, А.А. Ефимовская. Анализ двух способов калибровки ультразвуковой антенной решетки, установленной на призму 14

Электромагнитные методы

В.В. Дякин, О.В. Кудряшова, В.Я. Раевский. Расчет напряженности магнитного поля внутри и вне бесконечного цилиндра, помещенного в произвольное внешнее поле 33

Терагерцовые методы

Гуовэй Ли, Симин Цзэн, Цинь Ван, Чжэньвэй Чжан. Контроль состояния кабелей распределительной сети с помощью терагерцовых сигналов и визуализации 47

Комплексное применение методов неразрушающего контроля

В.Ю. Шпильной, Д.А. Дерусова, В.П. Вавилов. Синтез результатов неразрушающего контроля ударного повреждения в углепластике методами теплового контроля и лазерной виброметрии 56

ИЗУЧЕНИЕ ЭВОЛЮЦИИ СПЕКТРА МОЩНОСТИ АКУСТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПРОЦЕССЕ РАЗРУШЕНИЯ ТВЕРДОГО ТЕЛА

© 2024 г. В.Т. Беликов^{1,*}

¹Институт геофизики УрО РАН, Россия 620016 Екатеринбург, ул. Амундсена, 100

*E-mail: belik2a@mail.ru

Поступила в редакцию 23.01.2024; после доработки 05.03.2024

Принята к публикации 07.03.2024

При интерпретации данных наблюдений акустической эмиссии (АЭ) использована модель трещины в виде полости, имеющей форму сплюснутого эллипсоида вращения. При стремлении длины его малой полуоси к нулю, эллипсоид моделирует трещину круговой дискообразной формы. С использованием данных по двум амплитудно-частотным спектрам АЭ, зарегистрированным в процессе разрушения образца бетона, построены распределения мощности акустического излучения по длинам полуосей эллипсоидальных полостей. Показано, что к моменту регистрации второго спектра происходит перераспределение акустического излучения в пользу дискретного набора растущих магистральных трещин, имеющих высокие значения длины большой полуоси и малую величину раскрытия.

Ключевые слова: процесс разрушения, акустическая эмиссия, сплюснутый эллипсоид вращения, дискообразная трещина, мощность акустического излучения.

STUDYING THE EVOLUTION OF THE POWER SPECTRA OF ACOUSTIC RADIATION DURING THE DESTRUCTION OF A SOLID BODY

© 2024 V.T. Belikov^{1,*}

¹Institute of Geophysics UrB RAS, 620016 Yekaterinburg, Amundsen st., 100

*E-mail: belik2a@mail.ru

When interpreting acoustic emission (AE) observation data, a model of a crack in the form of a cavity in the shape of an oblate ellipsoid of revolution was used. When the length of its semi-minor axis tends to zero, the ellipsoid models a circular disc-shaped crack. Using data from two amplitude-frequency spectra of AE recorded during the destruction of a concrete sample, distributions of the power of acoustic radiation along the lengths of the semi-axes of the ellipsoidal cavities were constructed. It is shown that by the time the second spectrum is recorded, a redistribution of acoustic radiation occurs in favor of a discrete set of growing main cracks with high semi-major axis lengths and a small opening value.

Keywords: fracture process, acoustic emission, oblate ellipsoid of revolution, disk-shaped crack, acoustic emission power.

DOI: 10.31857/S0130308224020011

ВВЕДЕНИЕ

Имеющиеся теоретические и экспериментальные данные показывают, что разрушение представляет собой сложный, разворачивающийся во времени физический процесс, в ходе развития которого происходит необратимое изменение структурных характеристик твердого тела [1—4]. При этом сам процесс разрушения, который начинается задолго до появления магистральной трещины, разделяющей твердое тело на части, проходит определенную последовательность этапов (режимов) своего развития, возникновение которых тесно связано с соотношением между отдельными составляющими баланса энергии твердого тела, а также с особенностями временных изменений его структурных характеристик [4]. Информация об изменении структурных параметров твердого тела в процессе его разрушения может быть получена в результате количественной интерпретации данных наблюдений АЭ. Под АЭ понимается обычно процесс перестройки внутренней структуры материала, обусловленный возникновением и развитием макроскопических дефектов, что приводит к достаточно быстрым изменениям поля упругих напряжений и генерации акустического излучения [4—8]. В настоящее время методы, основанные на анализе результатов наблюдений АЭ, широко применяются для изучения и прогнозирования характера развития процесса разрушения твердого тела [9—15]. В работах [9, 11] с использованием данных наблюдений АЭ проводились исследования процессов разрушения элементов конструкций из углепластика. В [10, 12, 13, 15] для регистрации сигналов АЭ и их интерпретации использовались такие материалы, как сталь, бетон и гранит. Основы методики восстановления структурных характеристик материала по амплитудно-частотному (АЧ) спектру АЭ подробно рассмотрены в работе [14]. Там же

приведены результаты интерпретации экспериментального материала по АЧ-спектрам АЭ, зарегистрированным в процессе разрушения образца бетона [12, 13]. Анализ полученных данных позволил исследовать особенности временных изменений структурных характеристик образца в процессе его разрушения. Важную информацию можно получить на основе изучения эволюции спектра мощности акустического излучения (мощности АЭ) в разрушающемся твердом теле. В работе [4] с использованием данных по двум АЧ-спектрам АЭ, зарегистрированным в процессе одноосного сжатия образца бетона, были построены распределения мощности акустического излучения по характерным размерам составляющих трещиновато-пористого пространства (ТПП). Сравнительный анализ данных интерпретации по каждому из АЧ-спектров позволил исследовать взаимосвязь между особенностями временных изменений структурных параметров материала образца и характером развития процесса его разрушения. Следует отметить, что использованная в [4, 14, 16] методика интерпретации результатов наблюдений АЭ была основана на представлении звукового поля в виде суперпозиции полей акустически эквивалентного ТПП ансамбля излучающих сферических полостей (монополей). Таким образом, в результатах интерпретации не было учтено влияние такого фактора, как форма поверхности излучающих трещин. Чаще всего, поведение трещин в твердом теле исследуется в рамках плоской задачи теории упругости, а сама трещина моделируется эллиптическим вырезом в упругой плоскости, подвергнутой растягивающим напряжениям [17]. В развитие этих представлений о форме трещин, в пространственном случае их можно рассматривать как полости в виде сплюснутого (сжатого) эллипсоида вращения с различным соотношением между длинами его полуосей. Когда длина большой полуоси намного превышает длину малой полуоси, сплюснутый эллипсоид вращения будет моделировать трещину круговой дискообразной формы. Использование такой модели дефектов приведет к тому, что распределение мощности акустического излучения по характерным размерам составляющих ТПП будет зависеть от длины полуосей, растущих и генерирующих сигналы АЭ дискообразных трещин. В связи с этим возникает необходимость изучения эволюции такого распределения в процессе разрушения твердого тела. Актуальность и целесообразность данного исследования обусловлена тем, что характер эволюции распределения мощности акустического излучения по характерным размерам составляющих ТПП отражает особенности временных изменений кинетики роста трещин и их перераспределения по размерам при различных режимах развития процесса разрушения. Таким образом, целью данной работы является восстановление распределений мощности акустического излучения по длинам полуосей дискообразных трещин с использованием данных по двум АЧ-спектрам АЭ, зарегистрированным в процессе разрушения образца бетона [12, 13]. Кроме того, будет исследован характер эволюции этого распределения в течение промежутка времени между моментами регистрации АЧ-спектров.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Для изучения характера развития процесса разрушения в пространстве и времени в работах [14, 16, 18] предложено использовать осредненные уравнения, описывающие явления тепломассопереноса в многофазной гетерогенной среде. При конкретизации этих соотношений для разрушающегося твердого тела его следует рассматривать как двухфазную гетерогенную среду, состоящую из твердой фазы — «1» и газообразной (трещинной) фазы — «2», представляющей собой ТПП, заполненное газообразным флюидом [14, 16, 18]. В систему уравнений, описывающую процессы разрушения, входит, в частности, осредненное уравнение баланса импульса разрушающегося твердого тела, которое имеет вид [4, 16, 18]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_i) + \frac{\partial}{\partial x_k}(\rho v_i v_k - \sigma_{ik}) - \Delta \sigma_{ik}^{(12)} n_k^{(1)} \Omega_{12} = 0, \quad (1)$$

где ρ и v_i — осредненные плотность и скорость деформации твердого тела; σ_{ik} — осредненный тензор упругих напряжений в твердом теле; $\Delta \sigma_{ik}^{(12)} = \sigma_{ik}^{(1)} - \sigma_{ik}^{(2)}$ — разность осредненных по соответствующей фазе тензоров упругих напряжений на межфазной поверхности S_{12} , разделяющей фазы «1» и «2»; $n_k^{(1)}$ — осредненный (по S_{12}) вектор нормали, внешней по отношению к твердой фазе; $\Omega_{12} = S_{12}/V$ — удельная внутренняя поверхность (УВП) твердого тела; V — величина объема осреднения. Воспользовавшись уравнением неразрывности, законом Гука, а также выразив скорость v_i через осредненный вектор смещения u_i , из соотношения (1), пренебрегая квадратичным по скорости слагаемым, можно получить уравнение [4, 8, 16]:

$$\frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} - c_i^2 \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_k^2} - (c_i^2 - c_l^2) \frac{\partial^2 u_m}{\partial x_i \partial x_m} = A_i, \quad (2)$$

где c_l и c_i — скорости продольных и поперечных упругих волн соответственно. Функция источника A_i справа в (2) может быть записана в виде [4, 14, 16]:

$$A_i = \frac{1}{\rho} \Delta \sigma_{ik}^{(12)} n_k^{(1)} \Omega_{12} = v_{12}^2 L_i^{(12)}, \quad (3)$$

где

$$v = v_{12} = [(\Delta \sigma_{12} \Omega_{12}) / (\rho L^{(12)})]^{1/2} = [(\Delta \sigma \Omega) / (\rho L)]^{1/2} \quad (4)$$

— частота АЭ, вызванной колебаниями межфазной поверхности S_{12} , выведенной из равновесия процессами разрушения; $\Delta \sigma_{12} = |\Delta \sigma_{ik}^{(12)} n_k^{(1)}|$ — модуль осредненного вектора силы $\Delta \sigma_{ik}^{(12)} n_k^{(1)}$, действующей на единицу площади межфазной поверхности S_{12} ; $L^{(12)}$ — осредненная (по S_{12}) амплитуда колебаний (величина смещения) поверхности S_{12} ; $L_i^{(12)} = L^{(12)} e_i^{(12)}$ — вектор смещения поверхности S_{12} ; $e_i^{(12)}$ — единичный вектор в направлении силы $\Delta \sigma_{ik}^{(12)} n_k^{(1)}$. В соотношении (4) для краткости введены обозначения $v = v_{12}$, $\Delta \sigma = \Delta \sigma_{12}$, $L = L^{(12)}$, $\Omega = \Omega_{12} = S_{12}/V$. Следуя [14], будем в дальнейшем величину $\Delta \sigma$ называть осредненной разностью упругих напряжений на межфазной поверхности S_{12} . Переходя в (2) к векторным обозначениям, получим [16]:

$$\ddot{\mathbf{u}} - c_l^2 \Delta \mathbf{u} - (c_l^2 - c_t^2) \text{grad div } \mathbf{u} = \mathbf{A}. \quad (5)$$

Представив вектор смещения $\mathbf{u}$, а также функцию источника $\mathbf{A}$, в виде суммы потенциальной и соленоидальной составляющих $\mathbf{u} = \mathbf{u}_l + \mathbf{u}_t$ и $\mathbf{A} = \mathbf{A}_l + \mathbf{A}_t$, из (5) можно получить осредненные уравнения, описывающие процессы распространения продольных и поперечных упругих волн в разрушающемся твердом теле. Например, уравнение для продольных волн имеет вид [16]:

$$\ddot{u}_l - c_l^2 \Delta u_l = A_l. \quad (6)$$

Функция источника справа в (5) и (6) описывает АЭ, обусловленную излучением упругих волн поверхностями растущих трещин в процессе разрушения. В работе [16] было показано, что звуковое поле продольных волн АЭ можно представить в виде суперпозиции полей ансамбля монополей (излучающих полостей), каждый из которых соответствует одной определенной составляющей ТПП. Пусть $\mathbf{L}^{1\beta}$ — осредненный вектор смещения межфазной поверхности $S_{1\beta}$, разделяющей твердую фазу «1» и произвольную β -составляющую ТПП [16]. Вектор $\mathbf{L}^{1\beta}$ может быть представлен в виде суммы потенциальной и соленоидальной частей $\mathbf{L}^{1\beta} = \mathbf{L}_l^{1\beta} + \mathbf{L}_t^{1\beta}$. Тогда функция источника справа в (6) может быть записана так [16]:

$$A_l = \sum_{\beta=2} v_{\beta}^2 \mathbf{L}_l^{1\beta}, \quad (7)$$

где v_{β} — соответствующая β -составляющей ТПП частота АЭ, которая определяется соотношением, аналогичным (4) [16]. Исследуем, при каких условиях полость в твердом теле, соответствующая β -составляющей ТПП, будет излучать только продольные волны. Вектор $\mathbf{L}^{1\beta}$ можно представить также следующим образом: $\mathbf{L}^{1\beta} = \mathbf{L}_n^{1\beta} + \mathbf{L}_{\tau}^{1\beta} = |\mathbf{L}_n^{1\beta}| \mathbf{n} + |\mathbf{L}_{\tau}^{1\beta}| \boldsymbol{\tau} = L_n^{1\beta} \mathbf{n} + L_{\tau}^{1\beta} \boldsymbol{\tau}$, где $\mathbf{L}_n^{1\beta}$ и $\mathbf{L}_{\tau}^{1\beta}$ — его нормальная и тангенциальная составляющие; $\mathbf{n}$ — единичный вектор нормали к поверхности $S_{1\beta}$; $\boldsymbol{\tau}$ — единичный вектор, лежащий в касательной к поверхности $S_{1\beta}$ плоскости. Определим, когда могут быть отождествлены величины $\mathbf{L}_l^{1\beta}$ и $\mathbf{L}_n^{1\beta}$. Иначе говоря, выясним, при каких условиях нормальная составляющая $\mathbf{L}_n^{1\beta}$ вектора смещения поверхности $S_{1\beta}$ будет ответственна за генерацию ею продольных упругих волн. Для того, чтобы можно было считать справедливым равенство $\mathbf{L}_l^{1\beta} = \mathbf{L}_n^{1\beta} = L_n^{1\beta} \mathbf{n}$, необходимо выполнение условия $\text{rot } \mathbf{L}_l^{1\beta} = \text{rot } \mathbf{L}_n^{1\beta} = \text{rot}(L_n^{1\beta} \mathbf{n}) = L_n^{1\beta} \text{rot } \mathbf{n} + [\text{grad } L_n^{1\beta} \mathbf{n}] = 0$. Учитывая, что $\text{rot } \mathbf{n} = 0$, последнее соотношение будет выполняться в том случае, когда $\text{grad } L_n^{1\beta}$ направлен по нормали к поверхности $S_{1\beta}$. А для этого необходимо, чтобы величина $L_n^{1\beta}$ была постоянна на $S_{1\beta}$. Вектор скорости $\dot{\mathbf{L}}^{1\beta}$ колебаний поверхности $S_{1\beta}$ также может быть представлен в виде суммы потенциальной и соленоидальной частей $\dot{\mathbf{L}}^{1\beta} = \dot{\mathbf{L}}_l^{1\beta} + \dot{\mathbf{L}}_t^{1\beta}$, а также в виде $\dot{\mathbf{L}}^{1\beta} = \dot{\mathbf{L}}_n^{1\beta} + \dot{\mathbf{L}}_{\tau}^{1\beta}$, где $\dot{\mathbf{L}}_n^{1\beta}$ и $\dot{\mathbf{L}}_{\tau}^{1\beta}$ — его нормальная и тангенциальная составляющие. Аналогичным образом можно показать, что для выполнения равенства $\dot{\mathbf{L}}_l^{1\beta} = \dot{\mathbf{L}}_n^{1\beta} = \dot{L}_n^{1\beta} \mathbf{n}$ необходимо постоянство $\dot{L}_n^{1\beta}$ на $S_{1\beta}$.

Допустим, что поверхность $S_{1\beta}$ колеблется только вдоль направления вектора нормали. В этом случае $\mathbf{L}^{1\beta} = \mathbf{L}_n^{1\beta} = L_n^{1\beta} \mathbf{n}$, а $\mathbf{L}_\tau^{1\beta} = 0$. Тогда по нормали к $S_{1\beta}$ будет направлен и вектор скорости $\dot{\mathbf{L}}^{1\beta}$, то есть $\dot{\mathbf{L}}^{1\beta} = \dot{\mathbf{L}}_n^{1\beta} = \dot{L}_n^{1\beta} \mathbf{n}$. Если $L_n^{1\beta}$ и $\dot{L}_n^{1\beta}$ постоянны на $S_{1\beta}$, то будут справедливыми равенства $\mathbf{L}^{1\beta} = \mathbf{L}_n^{1\beta} = \mathbf{L}_l^{1\beta}$ и $\dot{\mathbf{L}}^{1\beta} = \dot{\mathbf{L}}_n^{1\beta} = \dot{\mathbf{L}}_l^{1\beta}$. В такой ситуации поверхность $S_{1\beta}$ будет излучать только продольные упругие волны, а колебания поверхности $S_{1\beta}$ вдоль направления вектора нормали будут представлять, фактически, ее перемещения параллельно самой себе. Полученные результаты позволяют сделать следующий важный вывод, который мы используем далее. Полость в твердом теле будет излучать только продольные упругие волны в том случае, когда колебательные движения, ограничивающей эту полость поверхности, происходят только вдоль направления вектора нормали. При этом модуль нормальной составляющей вектора скорости, а также модуль нормальной компоненты вектора смещения, должны быть постоянными вдоль поверхности полости.

Критерии, определяющие условия реализации возможных режимов развития процесса разрушения, были рассмотрены в работе [4]. Эти критерии сформулированы на основе анализа уравнения баланса энергии разрушающегося твердого тела, которое (если пренебречь конвективным потоком энергии, а также кондуктивной теплопроводностью материала образца) в квазистационарном случае имеет вид [4, 18]:

$$v_k \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_i} + \sigma_{ik} v_{ik} + C_{AE} + C_\Omega = 0, \quad (8)$$

где v_{ik} — осредненный тензор скоростей деформации; $C_{AE} = v_{12}^2 \rho L^{(12)} e_i^{(12)} v_i$ — мощность АЭ, генерируемая единичным объемом твердого тела; $C_\Omega = \gamma_{12} \mu_{12} \Omega$ — скорость изменения поверхностной энергии единицы объема твердого тела; γ_{12} — параметр, характеризующий скорость относительного изменения УВП Ω при деформации межфазных границ; μ_{12} — коэффициент поверхностного натяжения на межфазной поверхности S_{12} . Частными случаями (8) являются уравнения [4, 18]:

$$v_k \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_i} + C_{AE} = 0; \quad (9)$$

$$\sigma_{ik} v_{ik} + C_\Omega = 0. \quad (10)$$

Режим развития процесса разрушения будет различным в зависимости от соотношения между первым и вторым слагаемыми слева в (8) [4, 18]. Когда они одного порядка, энергия внешнего воздействия расходуется как на АЭ, так и на изменение поверхностной энергии материала. Если первое слагаемое слева в (8) много больше второго, процесс разрушения описывается соотношением (9). На этом этапе развития процесса разрушения мощность упругих сил практически полностью расходуется на генерацию сигналов АЭ. Если первое слагаемое слева в (8) много меньше второго, справедливо соотношение (10). На этом эволюционном этапе развития процесса разрушения мощность упругих сил тратится только на изменение поверхностной энергии материала.

Процедура восстановления структурных характеристик твердого тела по АЧ-спектру АЭ была рассмотрена в [14]. В соответствии с ней звуковое поле, генерируемое межфазной поверхностью S_{12} , было представлено в виде суперпозиции полей акустически эквивалентного ТПП ансамбля излучающих сферических полостей (монополей), параметры которого должны удовлетворять определенным условиям [14, 16]. Возможность замены звукового поля, возбуждаемого поверхностью S_{12} , эквивалентным ему полем ансамбля сферических монополей, обусловлена тем, что сигналы АЭ регистрируются обычно на расстояниях много больших характерных размеров трещин (включений). Поэтому, если эти размеры малы по сравнению с длиной излучаемой волны, то в волновой зоне, генерируемое трещинами поле, практически совпадает с расходящейся сферически симметричной волной, создаваемой монополем с объемной скоростью равной скорости изменения объема включения [16, 19]. В данной работе трещины будут моделироваться полостями, имеющими форму сплюснутого эллипсоида вращения с различным соотношением между длинами его большой a и малой b полуосей. Сплюснутый ($a > b$) эллипсоид вращения при стремлении длины его малой полуоси b к нулю будет моделировать круговую дискообразную трещину. Особенности изменения формы сплюснутого эллипсоида вращения при $b \rightarrow 0$ могут быть исследованы на основе анализа поведения в этом случае средней и гауссовой кривизны его поверхности [20]. Таким образом, в данной работе при интерпретации результатов наблюдений АЭ будет использован ансамбль излучающих полостей в виде сплюснутых эллипсоидов вращения, моделирующих при $b \rightarrow 0$ кру-

говую дискообразную трещину. Для того чтобы эта совокупность эллипсоидальных полостей была акустически эквивалентна ТПП твердого тела, на нее следует наложить те же условия, которым удовлетворял ансамбль сферических монополей [14, 16].

РАСЧЕТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для проведения интерпретации были использованы приведенные в [12, 13] данные по двум АЧ-спектрам АЭ, зарегистрированным через $t_1 = 25$ мин и $t_2 = 36,1$ мин после приложения нагрузки к образцу бетона. Эти спектры опубликованы в [21], а также представлены на рис. 1. Восстановим на моменты времени t_1 и t_2 распределения по размерам мощности акустического излучения, генерируемого ансамблем эллипсоидальных полостей. Кроме того, проанализируем характер изменения этого распределения за промежуток времени между моментами регистрации АЧ-спектров. В работе [4] при изучении временных изменений распределения по размерам мощности АЭ, генерируемой ансамблем сферических монополей, рассматривались гармонические сферическисимметричные колебания шаровой полости, когда направления вектора скорости и единичного вектора $e_i^{(12)}$ в направлении силы, действующей на ее поверхности, совпадают. Тогда выражение для C_{AE}^r — мощности акустического излучения сферических полостей с радиусами в интервале от r до $r + \Delta r$, полученное из общего соотношения $C_{AE} = v_{12}^2 \rho L^{(12)} e_i^{(12)} v_i$, будет иметь вид [4]:

$$C_{AE}^r = v_r^3 \rho L_r^2, \quad (11)$$

где v_r и L_r — частота и амплитуда колебаний поверхности полости радиуса r . Данные о v_r и L_r берутся из АЧ-спектра АЭ. Полная мощность АЭ, генерируемая ансамблем сферических полостей, получается суммированием выражений (11) [4]:

$$C_{AE} = \sum_r C_{AE}^r = \sum_r v_r^3 \rho L_r^2. \quad (12)$$

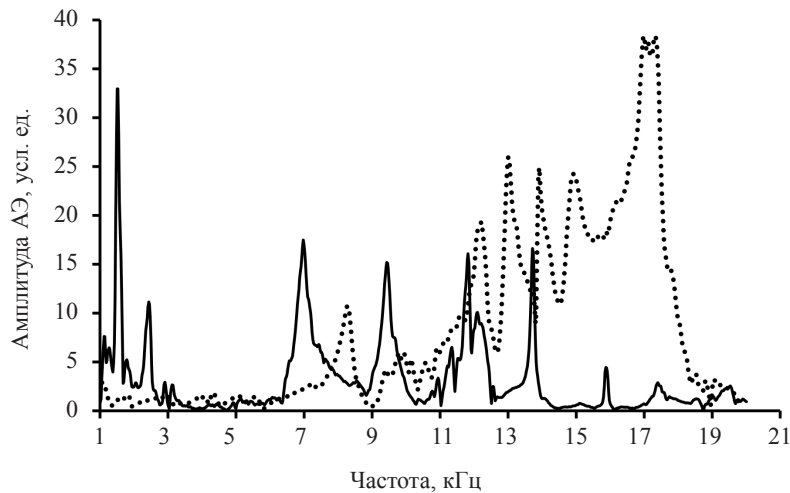


Рис. 1. Амплитудно-частотные спектры АЭ на моменты времени t_1 и t_2 . Пунктирная линия — момент времени t_1 , сплошная линия — момент времени t_2 .

Проблема в данном случае заключается в том, что непосредственно использовать соотношения (11) и (12) для расчета мощности, генерируемой ансамблем эллипсоидальных полостей, к сожалению, нельзя, так как нет оснований считать, что направления вектора скорости колебаний их поверхности и вектора $e_i^{(12)}$ совпадают. В связи с этим необходимо отметить, что каждая из эллипсоидальных полостей излучает, вообще говоря, как продольные, так и поперечные упругие волны. Далее мы будем анализировать только поле продольных волн АЭ, излучаемых поверхностями этих полостей. Выше уже было сказано, что если размеры включений много меньше длины волны, то в зоне регистрации сигналов АЭ главная часть звукового поля, генерируемого включением произ-

вольной формы, практически совпадает с расходящейся сферическисимметричной волной, излучаемой пульсирующей сферой малого радиуса с объемной скоростью, равной скорости изменения объема включения [16, 19]. Отсюда следует, что если мы сопоставим эллипсоидальной полости сферическую полость, скорость изменения объема которой равна скорости изменения объема эллипсоидальной полости, то они будут акустически эквивалентны. Выберем в качестве акустически эквивалентной эллипсоидальной полости сферическую полость в твердом теле, совершающую сферически симметричные гармонические колебания ее поверхности с постоянной по этой поверхности скоростью, направленной по радиусу полости. В силу того, что радиальная, а также совпадающая с ней нормальная компонента вектора скорости, постоянны вдоль поверхности полости, такая сферическая полость будет излучать, как было показано выше, только продольные упругие волны в твердом теле. Выбор сферической полости, акустически эквивалентной эллипсоидальной полости, следует также подчинить условию, в соответствии с которым скорости изменения их объемов равны между собой [16]. Далее в качестве акустически эквивалентной эллипсоидальной полости мы будем рассматривать сферическую полость, имеющую равный с ней объем. Тогда радиус r такой сферической полости, определяемый из условия равенства ее объема объему $V_{el} = 4/3\pi a^2 b$ эллипсоидальной полости, будет $r = \sqrt[3]{a^2 b}$. Таким образом, мы будем использовать для каждой эллипсоидальной полости ансамбля акустически эквивалентную и равновеликую ей по объему сферическую полость. При этом расчет значений мощности АЭ, генерируемой ансамблем эллипсоидальных полостей, будет проводиться в соответствии с (11) и (12).

Совокупность излучающих эллипсоидальных полостей будет характеризоваться двумерным массивом (матрицей) элементов с различными значениями длины полуосей a и b . Будем рассматривать эллипсоидальные полости с полуосями, изменяющимися в пределах от a до $a+\Delta a$ и от b до $b+\Delta b$, как отдельную фазу (или как отдельную составляющую ТПП) [14, 16]. Тогда каждой паре интервалов изменения длины полуосей Δa и Δb будет соответствовать свое значение УВП Ω , осредненной разности упругих напряжений $\Delta\sigma$, а также частоты ν и амплитуды L . При этом частота АЭ ν для этой совокупности эллипсоидальных полостей будет определяться соотношением (4). Разобьем шкалы изменения длин полуосей a и b , а также шкалу частот в АЧ-спектре АЭ, на промежутки. Обозначим элементы матрицы полуосей в виде (a_i, b_j) , где a_i — значение длины большой полуоси из i -го интервала шкалы ее изменения, b_j — значение длины малой полуоси из j -го интервала шкалы ее изменения. Затем каждому значению частоты ν и амплитуды L необходимо поставить в соответствие величину полуосей эллипсоидальных полостей a и b . С этой целью преобразуем формулу (4) для частоты АЭ при некоторых упрощающих предположениях [14]. Пренебрегая давлением газа в порах и трещинах, в соответствии с законом Гука, можем записать оценку $\Delta\sigma \sim ELr^{-1}$, где r — характерный размер составляющей ТПП, E — упругий модуль. У довольно широкого класса гетерогенных материалов структура такова, что $\Omega \sim 1/r$, тогда, в соответствии с (4), $\nu \sim r^{-1}(E/\rho)^{1/2}$. При других моделях среды зависимость между ν и r может быть иной. Однако обратно пропорциональная зависимость между этими величинами в целом сохранится. Таким образом, для установления соответствия между (ν, L) и (a, b) мы будем использовать тот факт, что шкалы изменения частот и характерных размеров полостей разнонаправлены [14]. В качестве характерного размера эллипсоидальной полости выберем радиус $r = \sqrt[3]{a^2 b}$ акустически эквивалентной и равновеликой ей по объему сферической полости. Для установления соответствия между значениями частот и длин полуосей упорядочим элементы матрицы (a_i, b_j) по возрастанию радиуса $r(a_i, b_j)$ акустически эквивалентной сферической полости таким образом, чтобы минимальному его значению соответствовала максимальная частота в АЧ-спектре, а максимальному — минимальная [14]. В результате, каждой ячейке матрицы полуосей (a_i, b_j) будет поставлено в соответствие значение амплитуды L и частоты ν . В силу этого построенное далее распределение мощности акустического излучения по длинам полуосей эллипсоидальных полостей будет являться фактически и ее спектром. Говоря о величине интервалов изменения длин полуосей эллипсоидальных полостей, отметим, что, согласно [22], средний характерный размер пор и трещин в цементсодержащих материалах составляет по порядку величины десятки микрон. Исходя из этого, мы предполагали, что излучает весь набор эллипсоидальных полостей, большие полуоси a которых изменяются в пределах от 10 до 100 мкм. В силу того, что мы рассматриваем моделирующие дискообразную трещину уплощенные ($b \ll a$) эллипсоиды вращения, интервал изменения длины полуоси b был взят от 0,1 до 1 мкм.

Длина малой полуоси b представляет собой половину величины максимального раскрытия трещины. Поэтому далее мы иногда будем называть b — раскрытием трещины. При построении распределений мощности АЭ, генерируемой ансамблем эллипсоидальных полостей, использова-

лись ее относительные значения C_{rel}^r , которые вычислялись по формуле $C_{rel}^r = C_{AE}^r / C_{AE}$, где C_{AE}^r и C_{AE} определяются в соответствии с (11) и (12). При этом верхний индекс указывает на то, что C_{rel}^r и C_{AE}^r относятся к акустически эквивалентной (для эллипсоидальной полости) сферической полости. В силу того, что ее радиусу $r = \sqrt[3]{a^2 b}$ поставлена в соответствие ячейка матрицы полуосей эллипсоидальных полостей, величины C_{AE}^r и C_{rel}^r являются, фактически, функциями a и b , $C_{AE}^r = C_{AE}^r(a, b)$, $C_{rel}^r = C_{rel}^r(a, b)$. При этом в соотношении (12) суммирование по r сводится к суммированию по всем интервалам изменения длин полуосей a и b . Величина $C_{rel}^r = C_{rel}^r(a, b)$ изменяется вдоль соответствующей поверхности в прямоугольной декартовой системе координат, часть плоскости xOy которой (при $x \geq 0$ и $y \geq 0$) является областью определения переменных a (абсцисса) и b (ордината). Сами значения C_{rel}^r откладываются вдоль оси z . Для анализа особенностей изменения C_{rel}^r в зависимости от a и b можно использовать сечения поверхности, характеризующей эту величину плоскостями $b = \text{const}$, зафиксировав значение длины малой полуоси. Совокупность таких сечений будет давать представление о морфологии самой поверхности, характеризующей C_{rel}^r .

На рис. 2 представлены распределения относительных значений мощности акустического излучения C_{rel}^r в моменты времени t_1 и t_2 при четырех фиксированных значениях длины малой полуоси $b = 0,1$ мкм, $b = 0,4$ мкм, $b = 0,7$ мкм и $b = 1$ мкм. Анализируя графики на рис. 2, прежде всего отметим, что как в момент времени t_1 , так и в момент времени t_2 , с ростом длины малой полуоси b происходит смещение всех максимумов распределения C_{rel}^r в сторону уменьшения длины большой полуоси a . Например, в момент времени t_1 , когда $b = 0,1$ мкм, главный максимум в распределении C_{rel}^r наблюдается при $a = 43,1$ мкм; когда $b = 0,4$ мкм — при $a = 21,4$ мкм; когда $b = 0,7$ мкм — при $a = 16,2$ мкм; когда $b = 1$ мкм — при $a = 14,1$ мкм. Аналогичная закономерность наблюдается и при $t = t_2$. Другая особенность графиков на рис. 2 заключается в том, что в моменты времени t_1 и t_2 величина максимумов распределения C_{rel}^r при увеличении длины полуоси b в среднем уменьшается, причем в момент времени t_2 падение их значений при росте b более существенное. Таким образом, на основе анализа характера изменения C_{rel}^r в рассматриваемых сечениях можно сделать вывод о том, что к моментам времени t_1 и t_2 в материале образца относительно невелика мощность акустического излучения, генерируемого трещинами, как с большими, так и малыми длинами полуосей a и b , а также с малыми значениями a и большими значениями b .

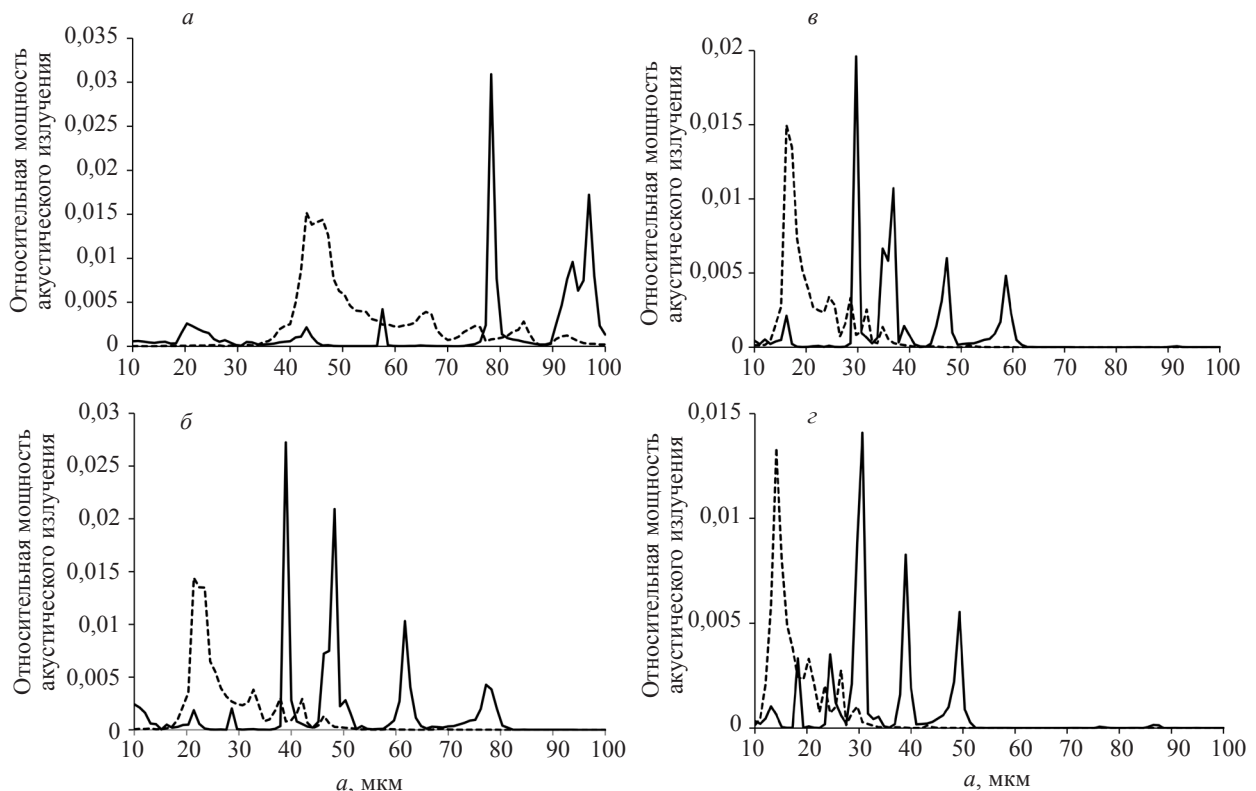


Рис. 2. Распределение относительных значений мощности акустического излучения C_{rel}^r : $b = 0,1$ мкм (а); $b = 0,4$ мкм (б); $b = 0,7$ мкм (в); $b = 1$ мкм (г). Штриховая линия — момент времени t_1 , сплошная линия — момент времени t_2 .

Вместе с тем, в моменты времени t_1 и t_2 основная доля излучения обусловлена трещинами с большой длиной полуоси a и малой величиной раскрытия b . Как показывают расчеты, при $t = t_1$ доля мощности акустического излучения, генерируемого трещинами из интервала изменения a от 10 до 100 мкм и b от 0,1 до 0,4 мкм, составляет 55,4 %, а доля излучения, обусловленного трещинами из интервала изменения b от 0,7 до 1 мкм, составляет 27,4 %. В момент времени t_2 доля мощности акустического излучения, генерируемого трещинами из интервала изменения b от 0,1 до 0,4 мкм, составляет 54,3 %, а доля излучения, обусловленного трещинами из интервала изменения b от 0,7 до 1 мкм, составляет 28,1 %. Что же касается мощности АЭ C_{AE} , генерируемой всеми эллипсоидальными полостями ансамбля, рассчитанной в соответствии с (12), то ее величина при $t = t_1$ $C_{AE}(t_1)$ превышает соответствующее значение при $t = t_2$ $C_{AE}(t_2)$ в 26,8 раза. Проведем сравнительный анализ графиков сечений распределения C_{rel}^r в моменты времени t_1 и t_2 . При $t = t_1$ и $b = 0,1$ мкм акустическое излучение генерируется, в основном трещинами с длиной большой полуоси a , изменяющейся в интервале от 35 до 100 мкм. В момент времени t_2 излучение, обусловленное трещинами с величиной большой полуоси a от 35 до 75 мкм (за исключением двух пиков при $a = 43,1$ и $a = 57,6$ мкм), практически прекращается, а основная его часть генерируется трещинами, имеющими значения a из промежутка от 75 до 100 мкм. Таким образом, в данном сечении при $t = t_2$ возрастает доля акустического излучения, обусловленного трещинами, имеющими относительно более высокие значения длины полуоси a , что приводит к смещению графика распределения C_{rel}^r в том же направлении. Аналогичная закономерность наблюдается в сечениях $b = 0,4$ мкм, $b = 0,7$ мкм и $b = 1$ мкм. Еще одна важная особенность сечений C_{rel}^r , представленных на рис. 2, состоит в том, что в момент времени t_2 наблюдаются более узкие локальные максимумы в распределении C_{rel}^r , чем в момент времени t_1 . Более всего заметна эта закономерность при небольших значениях длины малой полуоси $b = 0,1$ мкм и $b = 0,4$ мкм. При этом в момент времени t_2 в промежутках между локальными максимумами величина C_{rel}^r близка к нулю. Это означает, что акустическое излучение в этих интервалах изменения длины полуоси a практически отсутствует. Объяснить такой дискретный (линейчатый) характер спектра мощности АЭ в момент времени t_2 можно следующим образом. Известно, что АЭ, сопровождающая процессы разрушения, вызвана излучением упругих волн растущими трещинами [9, 10, 12, 13, 15]. Тогда из анализа графиков на рис. 2 следует, что в момент времени t_2 АЭ обусловлена, в основном растущими трещинами, имеющими строго определенный дискретный набор значений длины большой полуоси a , соответствующих локальным максимумам в распределении C_{rel}^r . Выявленные закономерности поведения распределения величины C_{rel}^r в рассматриваемых сечениях в моменты времени t_1 и t_2 позволяют говорить о том, что поверхность, ее характеризующая, в течение промежутка времени $t_2 - t_1$ деформируется со смещением (неодинаковым для различных значений b) ее максимумов в сторону увеличения длины большой полуоси a . Одновременно, при $t = t_2$ в области больших значений длины полуоси a происходит рост узких локальных максимумов в распределении C_{rel}^r . Отсюда следует, что к моменту времени t_2 происходит перераспределение акустического излучения в пользу дискретного набора трещин, имеющих в среднем более высокие значения длины полуоси a и небольшие значения раскрытия b . Это означает, что по мере развития процесса разрушения в образце, в течение промежутка времени $t_2 - t_1$ происходит рост трещин с появлением при $t = t_2$ трещин, имеющих относительно более высокие значения длины полуоси a .

Проанализируем кинетику роста трещин при различных режимах развития процесса разрушения и исследуем ее связь с наблюдаемым распределением C_{rel}^r , представленным на рис. 2. На этапе, удовлетворяющем соотношению (8), процесс разрушения сводится к образованию и небольшому росту микротрещин, которые чаще всего хаотично распределены в твердом теле. Энергия внешнего воздействия расходуется в данном случае как на относительно слабое акустическое излучение, так и на не очень значительное увеличение поверхностной энергии. Когда справедливо соотношение (10), вся мощность упругих сил практически полностью расходуется на изменение поверхностной энергии материала. Рост магистральных трещин на этапах развития процесса разрушения, описываемых соотношениями (8) и (10), практически не происходит, поэтому появление дискретного спектра мощности АЭ, подобного тому, который наблюдается на рис. 2, маловероятно. При режимах развития процесса разрушения, удовлетворяющих условиям (8) и (10), возникает, вероятно, только так называемая непрерывная АЭ, сигналы которой характеризуются относительно высокой частотой и малой амплитудой [6]. Связанная с ростом трещин дискретная АЭ [6], в энергетическом спектре которой могут появиться характерные пики, похожие на те, что наблюдаются на рис. 2, на этапах развития процесса разрушения, удовлетворяющих соотношениям (8) и (10), практически отсутствует. Когда процесс разрушения описывается соотношением (9), справедливо неравенство $v_k \partial \sigma_{ik} / \partial x_i \gg \sigma_{ik} v_{ik}$. В этом случае

производные компонент тензора упругих напряжений достаточно велики, а производные компонент скоростей деформации малы по сравнению с их значениями, соответствующими (8). Такая ситуация возникает, прежде всего, в окрестности вершин трещин. Как известно [3, 23, 24], компоненты тензора упругих напряжений очень сильно возрастают с уменьшением расстояния от вершины трещины, при этом значительно увеличиваются и производные этих компонент. При таких высоких значениях упругих напряжений в локальной области вблизи вершин растущих трещин может происходить существенное увеличение температуры [24]. Это приведет к тому, что в этих областях твердого тела, находящихся в метастабильном состоянии, резко возрастет вероятность образования зародышей микротрещин [25], а вследствие их объединения — самих микротрещин. В такой ситуации возобладает тенденция, в соответствии с которой возникающие микротрещины начнут образовывать в окрестности вершин уже существующих трещин скопления (кластеры), трассирующие будущую магистральную трещину. При этом вновь появляющиеся микротрещины будут группироваться, преимущественно вблизи вершины растущей магистральной трещины, а их слияние приведет к ее росту [24]. Энергетические затраты на образование микротрещин и их слияние будут в данном случае невелики по сравнению с энергией АЭ, генерируемой колебаниями поверхностей растущих магистральных трещин. Таким образом, расти и излучать будут те магистральные трещины, вблизи вершин которых наиболее высока вероятность образования микротрещин и их кластеризация. Это означает, что на этапе развития процесса разрушения, который описывается соотношением (9), АЭ будет генерироваться растущими магистральными трещинами с вполне определенным дискретным набором длин полуосей. Именно рост этой группы трещин и может привести к появлению акустического излучения, спектр мощности которого имеет дискретный (линейчатый) характер, с ярко выраженными узкими пиками значений C_{rel}^r , подобный тому, который наблюдается на рис. 2 при $t = t_2$. Необходимо отметить, что похожая особенность спектра мощности АЭ прослеживается (особенно отчетливо при $b = 0,7$ мкм и $b = 1$ мкм) и в момент времени t_1 . Дискретному характеру спектра на рис. 2 может быть дано объяснение и с термодинамических позиций. Как известно, в соответствии с принципом Ле-Шателье, внешнее воздействие на твердое тело стимулирует в нем комплекс процессов, которые стремятся ослабить результаты этого воздействия [25, 26]. Разрушение, сопровождающееся необратимым изменением структурных характеристик твердого тела, является одним из процессов подобного рода. При достаточно малых скоростях внешнего воздействия разрушение можно рассматривать как равновесный (квазистатический) процесс, в ходе развития которого параметры среды меняются с течением времени физически бесконечно медленно, поэтому разрушающееся твердое тело все время находится в равновесных состояниях [26]. Иначе говоря, при этих условиях процесс разрушения представляет собой последовательность медленно сменяющих друг друга состояний, в каждом из которых параметры, характеризующие материал, имеют значения, соответствующие термодинамическому равновесию. Отсюда следует, что при протекании процессов, стремящихся ослабить внешнее воздействие, некоторые термодинамические характеристики (например, термодинамические потенциалы [25, 26]) разрушающегося твердого тела будут близки к своим равновесным минимальным значениям. Если считать, например, что процесс разрушения происходит при постоянных объеме и температуре, близкой к своему минимальному значению будет свободная поверхностная энергия единицы объема твердого тела [14]. А это, в свою очередь, означает, что при постоянстве коэффициента поверхностного натяжения к минимальному значению будет стремиться УВП материала [14]. Таким образом, по мере развития процесса разрушения величина УВП будет иметь тенденцию к уменьшению. Отсюда следует, что в процессе разрушения твердого тела будет доминировать такое, приводящее к уменьшению УВП, явление, как слияние микротрещин с образованием и дальнейшим развитием магистральных трещин больших характерных размеров. При этом расти будет та группа магистральных трещин, вблизи вершин которых наиболее благоприятны термодинамические условия для образования и кластеризации микротрещин. Процесс роста магистральных трещин будет сопровождаться АЭ. Совокупность растущих и излучающих магистральных трещин с вполне определенным дискретным набором размеров больших полуосей будет давать линейчатый спектр мощности АЭ, подобный тому, который наблюдается на рис. 2. При этом акустическое излучение, генерируемое трещинами промежуточных размеров, либо будет очень незначительным, либо растущие трещины таких размеров в момент регистрации АЧ-спектра вообще отсутствуют. В этом случае в распределении C_{rel}^r возникнут участки между локальными максимумами значений C_{rel}^r , где акустического излучения практически нет (см. рис. 2).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для учета такого фактора, как форма поверхности трещины, при интерпретации результатов наблюдений АЭ предложено рассматривать ее как полость в виде сплюснутого эллипсоида вращения. При стремлении длины малой полуоси к нулю, эллипсоид вращения будет моделировать трещину круговой дискообразной формы. С использованием данных по двум АЧ-спектрам АЭ, зарегистрированным в процессе разрушения образца бетона, восстановлены соответствующие распределения мощности АЭ, зависящие от длины полуосей излучающих эллипсоидальных полостей. Исследование эволюции построенных распределений показало, что в рассматриваемые моменты времени основная доля акустического излучения обусловлена трещинами с большой длиной полуоси a и малой величиной раскрытия b . Анализ, проведенный с использованием кинетических представлений, позволил сделать вывод о том, что дискретный характер спектра мощности акустического излучения обусловлен ростом определенной группы магистральных трещин на таком этапе развития процесса разрушения, когда мощность упругих сил практически полностью расходуется на генерацию сигналов АЭ. Выводы, полученные на основе исследования эволюции спектра мощности АЭ с использованием кинетических представлений, были подтверждены и дополнены результатами анализа, проведенного с термодинамических позиций.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Регель В.Р., Слуцкер А.Н., Томашевский Э.Е. Кинетическая природа прочности твердых тел. М.: Наука, 1974. 560 с.
2. Панин В.Е., Лихачев В.А., Гриняев Ю.В. Структурные уровни деформации твердых тел. Новосибирск: Наука, 1985. 255 с.
3. Партон В.С., Морозов Е.М. Механика упругопластического разрушения. М.: Наука, 1985. 504 с.
4. Беликов В.Т., Рывкин Д.Г. Исследование режимов развития процесса разрушения на основе данных наблюдений акустической эмиссии // Физическая мезомеханика. 2017. Т. 20. № 4. С. 77—84.
5. Грешиников В.А., Дробот Ю.Б. Акустическая эмиссия. М.: Изд-во стандартов, 1976. 272 с.
6. Баранов В.М. Акустические измерения в ядерной энергетике. М.: Энергоатомиздат, 1990. 320 с.
7. Буйло С.И. Физико-механические, статистические и химические аспекты акустико-эмиссионной диагностики. Ростов-на-Дону: Изд-во ЮФУ, 2017. 184 с.
8. Алейников А.Л., Беликов В.Т., Немзоров Н.И. Акустическая эмиссия в гетерогенных средах // Дефектоскопия. 1993. № 3. С. 31—36.
9. Степанова Л.Н., Петрова Е.С., Чернова В.В. Прочностные испытания лонжерона из углепластика с использованием методов акустической эмиссии и тензометрии // Дефектоскопия. 2018. № 4. С. 24—30.
10. Чернов Д.В., Матюнин В.М., Барат В.А., Марченков А.Ю., Елизаров С.В. Исследование закономерностей акустической эмиссии при развитии усталостных трещин в низкоуглеродистых сталях // Дефектоскопия. 2018. № 9. С. 21—30.
11. Степанова Л.Н., Чернова В.В., Кабанов С.И. Анализ процессов разрушения образцов из углепластика с использованием акустической эмиссии и тензометрии // Дефектоскопия. 2023. № 7. С. 3—13.
12. Niccolini G., Schiavi A., Tarizzo P., Carpinteri A., Lacidogna G., Manuello A. Scaling in temporal occurrence of quasi-rigid body vibration pulses due to macro-fractures // Phys. Rev. E. 2010. V. 82. No. 4. P. 046115 (1—5).
13. Schiavi A., Niccolini G., Tarizzo P., Carpinteri A., Lacidogna G., Manuello A. Acoustic emissions at high and low frequencies during compression tests in brittle materials // Strain. 2011. V. 47. No. 2. P. 105—110.
14. Беликов В.Т., Рывкин Д.Г. Использование результатов наблюдений акустической эмиссии для изучения структурных характеристик твердого тела // Акустический журн. 2015. Т. 61. № 5. С. 622—630.
15. Пантелеев И.А. Анализ тензора сейсмического момента акустической эмиссии: микромеханизмы разрушения гранита при трехточечном изгибе // Акустический журн. 2020. Т. 66. № 6. С. 654—668.
16. Беликов В.Т. Интерпретация результатов наблюдений акустической эмиссии в разрушающемся твердом теле // Прикладная механика и техническая физика. 2023. Т. 64. № 3. С. 199—206. DOI: 10.15372/PMTF202215200
17. Седов Л.И. Механика сплошной среды. Т. 2. М.: Наука, 1984. 560 с.
18. Беликов В.Т. Условия реализации возможных режимов развития процесса разрушения твердого тела // Известия РАН. Механика твердого тела. 2020. № 2. С. 28—39. DOI: 10.31857/S0572329920010055
19. Исакович М.А. Общая акустика. М.: Наука, 1973. 496 с.
20. Норден А.П. Краткий курс дифференциальной геометрии. М.: Физматгиз, 1958. 244 с.

21. Беликов В.Т., Рывкин Д.Г. Изучение изменений структурных характеристик твердого тела с использованием амплитудно-частотных спектров акустической эмиссии // Физическая мезомеханика. 2016. Т. 19. № 3. С. 103—109.
22. Alder P. M. Porous media: geometry and transports. Stoneham: Butterworth-Heinemann, 1992. 544 p.
23. Левин В.А., Морозов Е.М., Матвиенко Ю.Г. Избранные нелинейные задачи механики разрушения. М.: Физматлит, 2004. 408 с.
24. Партон В.З. Механика разрушения от теории к практике. М.: Наука, 1990. 240 с.
25. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. М.: Наука, 1964. 568 с.
26. Базаров И.П. Термодинамика. М.: Высшая школа, 1991. 376 с.

REFERENCES

1. Regel V.R., Slutsker A.N., Tomashevsky E.E. Kinetic nature of the strength of solids. Moscow: Nauka, 1974. 560 p.
2. Panin V.E., Likhachev V.A., Grinyaev Yu.V. Structural levels of deformation of solids. Novosibirsk: Nauka, 1985. 255 p.
3. Parton V.S., Morozov E.M. Mechanics of elastoplastic fracture. Moscow: Nauka, 1985. 504 p.
4. Belikov V.T., Ryzkin D.G. Study of the development regimes of the destruction process based on observational data of acoustic emission // Physical mesomechanics. 2017. V. 20. No. 4. P. 77—84.
5. Greshnikov V.A., Drobot Yu.B. Acoustic emissions. Moscow: Publishing house of standards, 1976. 272 p.
6. Baranov V.M. Acoustic measurements in nuclear power. Moscow: Energoatomizdat, 1990. 320 p.
7. Buylo S.I. Physico-mechanical, statistical and chemical aspects of acoustic emission diagnostics. Rostov-on-Don: Southern Federal University Publishing House, 2017. 184 p.
8. Aleinikov A.L., Belikov V.T., Nemzorov N.I. Acoustic emission in heterogeneous media // Defectoscopya. 1993. No. 3. P. 31—36.
9. Stepanova L.N., Petrova E.S., Chernova V.V. Strength testing of a carbon fiber spar using acoustic emission and strain gauge methods // Defectoscopya. 2018. No. 4. P. 24—30.
10. Chernov D.V., Matyunin V.M., Barat V.A., Marchenkov A.Yu., Elizarov S.V. Study of the patterns of acoustic emission during the development of fatigue cracks in low-carbon steels // Defectoscopya. 2018. No. 9. P. 21—30.
11. Stepanova L.N., Chernova V.V., Kabanov S.I. Analysis of the processes of destruction of carbon fiber samples using acoustic emission and strain measurement // Defectoscopya. 2023. No. 7. P. 3—13.
12. Niccolini G., Schiavi A., Tarizzo P., Carpinteri A., Lacidogna G., Manuella A. Scaling in temporal occurrence of quasi-rigid body vibration pulses due to macro-fractures // Phys. Rev. E. 2010. V. 82. No. 4. P. 046115 (1—5).
13. Schiavi A., Niccolini G., Tarizzo P., Carpinteri A., Lacidogna G., Manuella A. Acoustic emissions at high and low frequencies during compression tests in brittle materials // Strain. 2011. V. 47. No. 2. P. 105—110.
14. Belikov V.T., Ryzkin D.G. Using the results of observations of acoustic emission to study the structural characteristics of a solid body // Acoustic Journal. 2015. V. 61. No. 5. P. 622—630.
15. Pantelev I.A. Analysis of the seismic moment tensor of acoustic emission: micromechanisms of granite destruction under three-point bending // Acoustic Journal. 2020. V. 66. No. 6. P. 654—668.
16. Belikov V.T. Interpretation of the results of observations of acoustic emission in a collapsing solid // Applied mechanics and technical physics. 2023. V. 64. No. 3. P. 199—206. DOI: 10.15372/PMTF202215200
17. Sedov L.I. Continuum mechanics. V. 2. Moscow: Nauka, 1984. 560 p.
18. Belikov V.T. Conditions for the implementation of possible modes of development of the process of destruction of a solid body, Izvestiya RAS // Mechanics of solids. 2020. No. 2. P. 28—39. DOI: 10.31857/S0572329920010055
19. Isakov M.A. General acoustics. Moscow: Nauka, 1973. 496 p.
20. Norden A.P. Short course in differential geometry. Moscow: Fizmatgiz, 1958. 244 p.
21. Belikov V.T., Ryzkin D.G. Study of changes in the structural characteristics of a solid using amplitude-frequency spectra of acoustic emission // Physical mesomechanics. 2016. V. 19. No. 3. P. 103—109.
22. Alder P.M. Porous media: geometry and transports. Stoneham: Butterworth-Heinemann, 1992. 544 p.
23. Levin V.A., Morozov E.M., Matvienko Yu.G. Selected nonlinear problems of fracture mechanics. Moscow: Fizmatlit, 2004. 408 p.
24. Parton V.Z. Fracture mechanics from theory to practice. Moscow: Nauka, 1990. 240 p.
25. Landau L.D., Lifshits E.M. Statistical physics. Moscow: Nauka, 1964. 568 p.
26. Bazarov I.P. Thermodynamics. Moscow: Higher School, 1991. 376 p.

АНАЛИЗ ДВУХ СПОСОБОВ КАЛИБРОВКИ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ, УСТАНОВЛЕННОЙ НА ПРИЗМУ

© 2024 г. А.Е. Базулин^{1,*}, Е.Г. Базулин¹, А.Х. Вopilкин¹, С.А. Коколев¹, С.В. Ромашкин¹, Д.С. Тихонов¹, А.А. Ефимовская²

¹ООО «Научно-производственный центр «ЭХО+»

Россия 123458 Москва, ул. Твардовского, 8, Технопарк «Строгино»

²Московский Энергетический Институт (Национальный исследовательский университет),

Россия 111250 Москва, Красноказарменная ул., 14

E-mail: *bazulin@echoplus.ru

Поступила в редакцию 09.02.2024; после доработки 02.03.2024

Принята к публикации 15.03.2024

Качество изображения отражателей, восстановленное по технологии цифровой фокусировки антенной или технологии фазированных антенных решеток, зависит от точности определения таких параметров призмы, как стрела, путь, скорость продольной волны и угол наклона. Эти параметры не всегда соответствуют паспортным параметрам как из-за точности изготовления призм и размещения элементов антенной решетки в корпусе, так и из-за износа призм при эксплуатации. В статье рассматриваются два типа калибровки антенной решетки, установленной на призму: вариационная и упрощенная. Принцип вариационной калибровки заключается в минимизации целевой функции, описывающей разницу между измеренными антенной решеткой эхосигналами от боковых цилиндрических отверстий, например, в образце ISO 19675 PAUT BLOCK, и рассчитанными эхосигналами. Упрощенная калибровка основана на анализе времени прихода эхосигналов от подошвы призмы, что позволяет оценить путь и угол наклона призмы, зная скорость продольной волны в призме. Работа вариационной калибровки проверена на эхосигналах, рассчитанных в программе CIVA, для демонстрации овражистой структуры целевой функции. Сделана оценка необходимой точности определения всех четырех параметров призмы. Приведены результаты калибровки антенной решетки на четырех призмах и проведена проверка результатов вариационной и упрощенной калибровок. Точность определения параметров призмы при использовании вариационной калибровки более чем в два раза лучше результатов, получаемых при упрощенной калибровке. Однако время, необходимое для проведения расчетов при вариационной калибровке, более чем на три порядка больше, чем для упрощенной калибровки.

Ключевые слова: антенная решетка, Full Matrix Capture (FMC), тройное сканирование, C-SAFT, Total Focusing Method (TFM), цифровая фокусировка антенной (ЦФА).

ANALYSIS OF TWO METHODS OF CALIBRATION OF AN ULTRASONIC ANTENNA ARRAY MOUNTED ON A PRISM

© 2024 A.E. Bazulin^{1,*}, E.G. Bazulin¹, A.H. Vopilkin¹, S.A. Kokolev¹, S.V. Romashkin¹, D.S. Tikhonov¹, A.A. Efimovskaya²

¹ECHO+ Research and Production Center LLC,

8, Tvardovskogo, Technopark "Strogino" St., Moscow 123458 Russia

²Moscow Power Engineering Institute (National Research University),

14, Krasnokazarmennaya St., Moscow 111250 Russia

E-mail: *bazulin@echoplus.ru

The image quality of the reflectors, restored using digital antenna focusing technology or phased array technology, depends on the accuracy of determining such parameters of the prism as the boom, path, longitudinal wave velocity and angle of inclination. These parameters do not always correspond to the passport parameters, both due to the accuracy of the manufacture of prisms and the placement of antenna array elements in the housing, and due to the wear of the prisms during operation. The article discusses two types of calibration of an antenna array mounted on a prism: variational and simplified. The principle of variational calibration is to minimize the objective function describing the difference between the echo signals measured by the antenna array from the side cylindrical holes, for example, in the ISO 19675 PAUT BLOCK sample and the calculated echo signals. Simplified calibration is based on the analysis of the arrival time of echo signals from the prism sole, which allows you to estimate the path and angle of inclination of the prism, knowing the velocity of the longitudinal wave in the prism. The operation of the variational calibration was tested on echo signals calculated in the CIVA program to demonstrate the gully structure of the target function. An assessment of the required accuracy of determining all four parameters of the prism is made. The results of calibration of the antenna array on four prisms are presented and the results of variational and simplified calibrations are verified. The accuracy of determining the parameters of the prism when using variational calibration is more than twice as good as the results obtained with simplified calibration. However, the time required for calculations with variational calibration is more than three orders of magnitude longer than for simplified calibration.

Keywords: antenna array, Full Matrix Capture (FMC), triple scanning, C-SAFT, Total Focusing Method (TFM), digital antenna focusing (DAF).

DOI: 10.31857/S0130308224020024

1. ВВЕДЕНИЕ

При проведении эксплуатационного ультразвукового неразрушающего контроля очень важной задачей является задача мониторинга за развитием ранее обнаруженных отражателей, размеры которых тем не менее позволяют согласно действующей нормативной документации эксплуатировать оборудование [1]. Периодические измерения размеров отражателя (либо по технологии фазированных антенных решеток (ФАР) [2], либо по технологии цифровой фокусировки антенной (ЦФА) [3]) с использованием разных экземпляров призм и антенных решеток могут привести к тому, что размеры и координаты отражателя будут определяться с большим разбросом, который не позволит сделать вывод о степени его роста.

На качество ФАР- или ЦФА-изображений сильно влияет точность, с которой известны параметры призмы и антенной решетки. Для антенной решетки нужно знать время нарастания импульса $t_{\max}$ и время задержки в согласующем протекторе t_{prot} , а также такие параметры призмы, как стрела a_w , путь в призме p_w , скорость продольных волн $c_{w,l}$ в призме и угол наклона призмы β_w (рис. 1б). Погрешность в задании этих параметров может привести к тому, что блики на изображении, соответствующие несплошностям, будут расфокусированы и смещены от своих истинных положений. Поэтому для получения бликов, максимально точно совпадающих с границами несплошностей, нужно знать параметры призмы и антенной решетки, которые могут не совпадать с паспортными или могут измениться в зависимости от условий эксплуатации. Отметим, что важно знать и геоакустические свойства объекта контроля для восстановления максимально точного изображения, но это уже вопрос не только калибровки призмы, а настройки дефектоскопа перед проведением контроля.

Под калибровкой будем подразумевать процедуру определения параметров призмы (стрела a_w , путь p_w , скорость продольной волны $c_{w,l}$ и угол наклона β_w), на которую установлена антенная решетка. В данной статье сравнивались результаты двух технологий калибровки:

1. Упрощенная калибровка, с помощью которой определяются два параметра призмы (путь p_w и угол наклона β_w) по эхосигналам, отраженным от подошвы призмы в воздухе. Такой способ калибровки был предложен в статье [4].

2. Вариационная калибровка, с помощью которой по измеренным эхосигналам в эталонном образце с несколькими боковыми цилиндрическими отверстиями (БЦО), например, ISO 19675 PAUT BLOCK [5], определяются четыре параметра призмы (стрела a_w , путь p_w , скорость продольной волны $c_{w,l}$ и угол наклона β_w). В статье [6] предлагалось проводить калибровку на нестандартном образце толщиной 18 мм с одним БЦО диаметром 2 мм на глубине 12 мм с учетом импульсов, отраженных от дна.

Проверка результатов калибровки пары «антенная решетка—призма» проводилась при сравнении координат бликов границ БЦО на ЦФА-изображении с координатами границ БЦО на разных глубинах в эталонном образце. В образцах для калибровки и проверки должны быть максимально точно измерены скорости продольной и поперечной волны и диаметры БЦО и координаты их центров.

2. СПОСОБЫ КАЛИБРОВКИ И ПРОВЕРКИ

2.1. Упрощенная калибровка

В ряде современных дефектоскопов используется способ определения пути p_w и угла наклона призмы β_w по задержкам эхосигналов, отраженных от подошвы призмы для всех элементов антенной решетки [4]. Точность измерения угла наклона β_w и пути в призме p_w в первую очередь определяется точностью, с которой известна скорость продольной волны в призме $c_{w,l}$.

Упрощенная калибровка выполняется следующим образом. Антенная решетка устанавливается на призму, подошва которой находится в воздухе. Затем регистрируются эхосигналы, отраженные от подошвы призмы в режиме линейного сканирования с апертурой в один элемент для всех элементов антенной решетки. На рис. 1а в растровом виде показаны эхосигналы от подошвы призмы. Для каждого эхосигнала определяется время прихода, и по известной скорости продольной волны в призме $c_{w,l}$ рассчитывается высота расположения каждого элемента h_i над подошвой призмы. На рис. 1б окружностями красного цвета показаны вычисленные положения элементов антенной решетки.

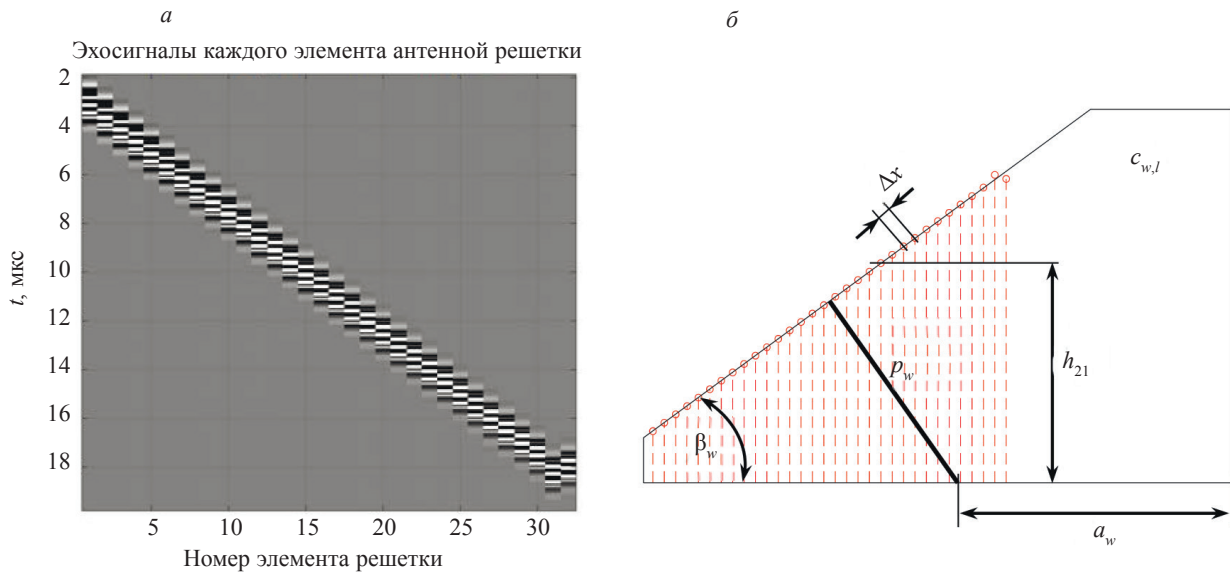


Рис. 1. Эхосигналы, отраженные от подошвы призмы и принятые каждым элементом антенной решетки из 32 элементов (а); схематичное представление расчета угла наклона и пути в призме (б).

Определив h_i , угол наклона β_w и путь в призме p_w можно рассчитать по формулам:

$$\beta_w = \frac{\sum_{i=2}^{N_e} \arcsin\left(\frac{(i-1) \cdot \Delta x}{h_i - h_1}\right)}{N-1}, \quad p_w = h_1 \cdot \cos(\beta_w) + \frac{(N_e-1) \cdot \Delta x \cdot \operatorname{tg}(\beta_w)}{2},$$

где N_e — количество элементов решетки; Δx — расстояние между центрами элементов.

Упрощенная калибровка — простая и быстрая процедура, но с ее помощью невозможно определить стрелу призмы a_w . Для этого нужно провести дополнительные измерения, что усложняет и удлиняет процедуру определения параметров призмы. Еще одна проблема возникает при увеличении угла наклона призмы: из-за краевой волны [7, 8] форма эхосигнала от дна заметно искажается, что влияет на точность работы алгоритма. На рис. 2а показан эхосигнал, отраженный от подошвы призмы с углом наклона 20 град, а на рис. 2б — с углом наклона 42 град. Форма сигнала во втором случае существенно искажена, поэтому определение времени его прихода усложняется.

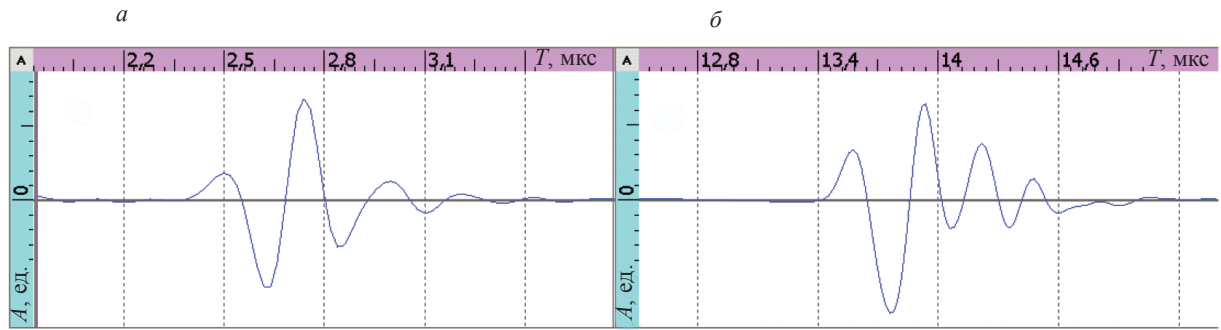


Рис. 2. Эхосигналы, отраженные от подошвы призмы с углом наклона 20 град (а) и углом наклона 42 град (б).

2.2. Вариационная калибровка

В статье [6] был предложен вариационный алгоритм определения стрелы a_w , пути в призме p_w , скорости продольной волны $c_{w,l}$ и угла наклона β_w как решение оптимизационной задачи нахождения минимальной разности между измеренными эхосигналами от нескольких БЦО, например, от четырех БЦО в стандартизированном образце ISO 19675 PAUT BLOCK, и рассчитанными эхосигналами. Обозначим через $p(\mathbf{r}_t, \mathbf{r}_r, t)$ эхосигналы, измеренные от нескольких БЦО при излучении импульса из точки $\mathbf{r}_t$ и приеме в точке $\mathbf{r}_r$. Задав параметры антенной решетки и призмы, зная координаты БЦО известного диаметра, можно рассчитать эхосигналы $\hat{p}(\mathbf{r}_t, \mathbf{r}_r, t; \mathbf{v})$, где $\mathbf{v} = (a_w, p_w, c_{w,l}, \beta_w)$. Критерием максимального совпадения измеренных эхосигналов $p(\mathbf{r}_t, \mathbf{r}_r, t)$ и их оценки $\hat{p}(\mathbf{r}_t, \mathbf{r}_r, t; \mathbf{v})$ может служить достижение минимума целевой функции $D(\mathbf{v})$:

$$\mathbf{v} = \arg \min_{\mathbf{v} \in \mathbb{R}^4} D(p(\mathbf{r}_t, \mathbf{r}_r, t), \hat{p}(\mathbf{r}_t, \mathbf{r}_r, t; \mathbf{v})). \quad (1)$$

Значение $\mathbf{v} = (a_w, p_w, c_{w,l}, \beta_w)$, при котором будет достигаться минимум целевой функции $D(p(\mathbf{r}_t, \mathbf{r}_r, t), \hat{p}(\mathbf{r}_t, \mathbf{r}_r, t; \mathbf{v})) = D(\mathbf{v})$, будет решением задачи калибровки. В качестве целевой функции можно рассматривать среднеквадратическое отклонение двух функций, величину обратную функции их корреляции [6], расстояние Кульбака—Лейблера [9] между двумя функциями и иные метрики.

Существует множество методов решения задачи оптимизации. Выбор конкретного метода зависит от ее размерности, типа целевой функции $D(\mathbf{v})$, наличия ограничений, знания градиента и Гессiana, т.е. второй производной целевой функции. Часто применяемый симплексный метод заключается в поиске минимума целевой функции за счет оценки градиента по значениям на вершинах выпуклого многогранника (симплекса) [10]. Однако симплексный метод может столкнуться с проблемой остановки вычислений в локальном минимуме целевой функции. Поэтому для нахождения глобального минимума задачу приходится решать для многих начальных точек $\{\mathbf{v}\}$, что увеличивает время расчета.

Существует класс методов поиска глобального минимума функций, основанный на биоинспирированных принципах работы, например, метод роевого интеллекта (particle swarm optimization (PSO)) [11] или его модификация, называемая квантовоповеденческая (quantum-behaved particle swarm optimization (QPSO)) [12]. Метод QPSO в сравнении с методом PSO имеет меньше вероятность остановки вычислений в локальном минимуме целевой функции.

Опыт применения упомянутых методов решения задачи оптимизации, согласно формуле (1), не показал принципиального преимущества ни одного из них. Поэтому в данной работе использовался симплексный метод со множеством $\{\mathbf{v}\}$ из 24 начальных точек.

2.2.1. Расчет эхосигналов от БЦО

Это классическая задача, которая решена для пьезоэлементов разной формы как аналитически [13, 7, 14, 15], так и с помощью специализированных программ, например, CIVA [16], которая позволяет рассчитывать эхосигналы от различных отражателей с помощью теории лучевых трубок. Известны аналитические решения в гармоническом варианте расчета амплитуды поля отраженного от БЦО при излучении из точки $\mathbf{r}_t$ и приеме в точке $\mathbf{r}_r$ [13, 14, 17] пьезопластинами заданных размеров и формы.

В самом простом варианте рассчитать эхосигналы $\hat{p}(\mathbf{r}_t, \mathbf{r}_r, t; \mathbf{v})$ можно следующим образом: с помощью принципа Ферма [18] рассчитывается время пробега импульса и лучевая траектория от центра излучающего элемента антенной решетки до границы «призма—образец», далее до точки зеркального отражения от поверхности БЦО и до центра регистрирующего элемента антенной решетки с учетом преломления на границе «образец—призма». Для определения амплитуды эхосигнала можно воспользоваться стандартными формулами для расчета диаграммы направленности элемента решетки для излучения и приема, формулами для расчета коэффициента преломления на границе со скольжением для разных типов волн и формулой для расчета коэффициента отражения на абсолютно мягкой границе. Конечно, при преломлении и отражении нужно учитывать изменение амплитуды импульса из-за изменения радиуса волнового фронта. Такой подход позволяет быстро рассчитывать поле $\hat{p}(\mathbf{r}_t, \mathbf{r}_r, t; \mathbf{v})$, но он не позволяет отслеживать изменение формы импульса (см. рис. 2а) при значительном отклонении луча от акустической оси антенной решетки на призме.

В более точном варианте расчета поверхности излучающего и приемного элемента антенной решетки поверхность БЦО разбиваются на элементарные площадки. Падающий луч на любой освещенной элементарной площадке БЦО рассчитывается с учетом множества лучей от всех элементарных площадок излучателя. Для каждой элементарной площадки поверхности БЦО рассчитываются импульсы на всех элементарных площадках приемного элемента с учетом формы падающего импульса, а эффект рассеивания можно учесть в приближении Кирхгофа. Так, в работе [14] приведены формулы для расчета коэффициентов отражения от площадки при падении и отражении лучей с произвольными углами с учетом трансформации типа волны. Интегрирование по поверхности приемника позволяет оценить измеренный экосигнал $\hat{p}(\mathbf{r}_t, \mathbf{r}_r, t; \mathbf{v})$. Такой подход более точный и позволяет отслеживать изменение формы импульса (см. рис. 2б) при отклонении луча от центральной оси призмы. Но время расчета $\hat{p}(\mathbf{r}_t, \mathbf{r}_r, t; \mathbf{v})$ многократно возрастает по сравнению с зеркальным приближением.

И, наконец, зная падающее поле, можно по аналитическим формулам [13] рассчитать рассеянное поле с учетом трансформации типа волны при падении плоской волны на БЦО и затем оценить поле на приемном элементе антенной решетки. При таком подходе можно рассчитать не только импульсы, отраженные от границы БЦО, но и импульсы обегания—соскальзывания, что делает такой подход самым точным. Однако время оценки $\hat{p}(\mathbf{r}_t, \mathbf{r}_r, t; \mathbf{v})$ еще больше увеличивается. А если учесть, что падающая на БЦО волна не плоская, и для точного решения задачи рассеяния понадобится разложить цилиндрическую волну на набор плоских волн, то это еще больше замедлит расчеты.

Расчет экосигналов по всем трем вариантам для вариационной калибровки (зеркальное отражение, приближение Кирхгофа, точное аналитическое решение) не выявил принципиальной разницы между ними. Поэтому все результаты, представленные в статье, были получены по самому быстрому способу расчета рассеянного поля — по зеркальному приближению.

2.3. Проверка результатов калибровки

Проверка результатов калибровки заключалась в оценке точности определения координат границ БЦО диаметром 2 мм, расположенных на разных глубинах от 5 до 85 мм в образце НО-Ф2-П90-ПЛ-Б2 из стали Ст20 по ЦФА-изображениям (рис. 3а). Для этого нужно, чтобы:

– геометрические размеры и скорости звука в образце для проверки были измерены с точностью не хуже $\pm 0,05$ мм и $\pm 0,01$ мм/мкс соответственно;

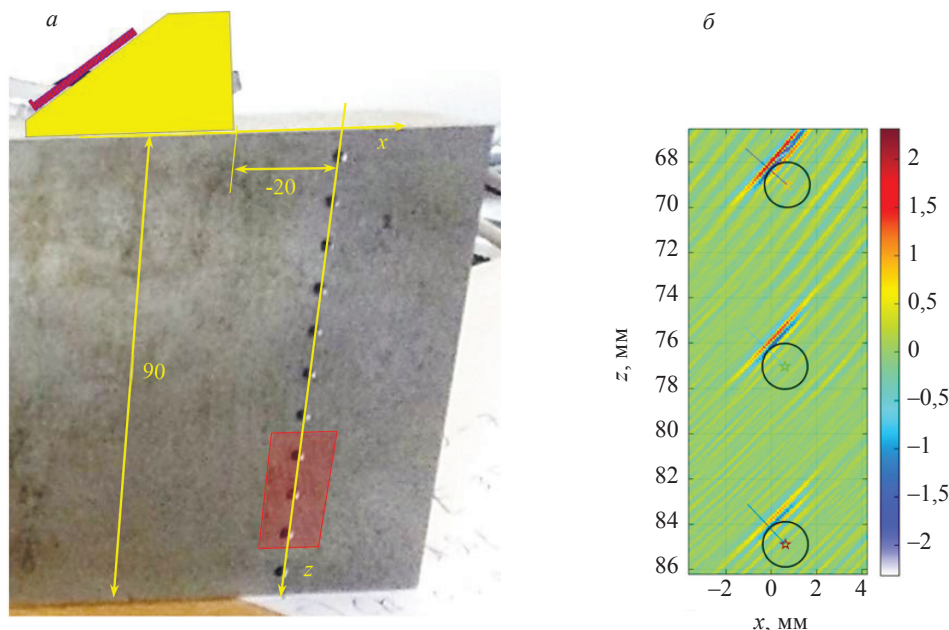


Рис. 3. Вид образца НО-Ф2-П90-ПЛ-Б2 для проверки (а); фрагмент изображения в формате реального числа с контурами трех БЦО и контрольными линиями для получения среза блика границы (б).

– был обеспечен нормальный акустический контакт между антенной решеткой и призмой и между призмой и образцом;

– элементы антенной решетки должны быть параллельны оси БЦО, т.е. угол падения на БЦО в дополнительной плоскости должен стремиться к нулю.

На рис. 3б показан фрагмент ЦФА-изображения (выделен на рис. 3а четырехугольником с полупрозрачной розовой заливкой) в формате реального числа с контурами трех БЦО (окружности черного цвета) и контрольными линиями (тонкие линии черного цвета), вдоль которых формировался срез блика для анализа совпадения координат его максимума с известной границей БЦО.

3. МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ КАЛИБРОВКИ И ПРОВЕРКИ

Для калибровки использовалась антенная решетка DP-5M32E1.0P (5 МГц, 32 элемента, размер пьезоэлемента $0,75 \times 10$ мм, зазор между краями пьезоэлементов 0,25 мм) и четыре призмы, паспортные параметры которых приведены в табл. 1. Стрелу призмы и путь в призме измерить довольно сложно, но измерить скорость звука и угол наклона призмы для сравнения с результатами калибровки достаточно просто. Для трех призм была измерена скорость продольной волны толщиномером Echotest 1076 Basic фирмы Karl Deutsch [19] с пьезопреобразователем на 4 МГц. Первая и четвертая призмы были сделаны из плексигласа, а вторая и третья — из рексолита. Для всех четырех призм с помощью угломера типа 2-2 0-320 гр. 2' ГОСТ 5378—88 180 с точностью $\pm 2'$ был измерен угол наклона. В табл. 1 в скобках приведены измеренные скорость продольной волны и угол наклона.

Таблица 1

Список используемых призм

	Тип призмы	Стрела, мм	Путь в призме, мм	Скорость продольной волны, мм/мкс	Угол наклона, град
1.	X-32-20	21,48	8,77	2,72	20,0 (20,37)
2.	X-32-17-R-L94W40	55,00	14,50	2,33 (2,332)	17,0 (17,00)
3.	X-32-39-R-IML52	23,67	20,94	2,33 (2,320)	39,0 (39,10)
4.	X-32-42-0-L117W40	65,00	37,00	2,72 (2,753)	42,0 (42,03)

На рис. 4 показаны схематические изображения призм с установленными на них антенными решетками для наглядного сравнения их геометрических параметров.

На рис. 5 схематически показаны положения призмы и антенной решетки при регистрации эхосигналов от БЦО в образце ISO 19675 PAUT BLOCK в двух положениях $x_w = 5$ и -15 мм. Существует оптимальное положение x_w призмы для калибровки, при котором регистрируются эхосигналы от всех четырех БЦО с минимальным разбросом амплитуды. На рис. 5 многоугольни-

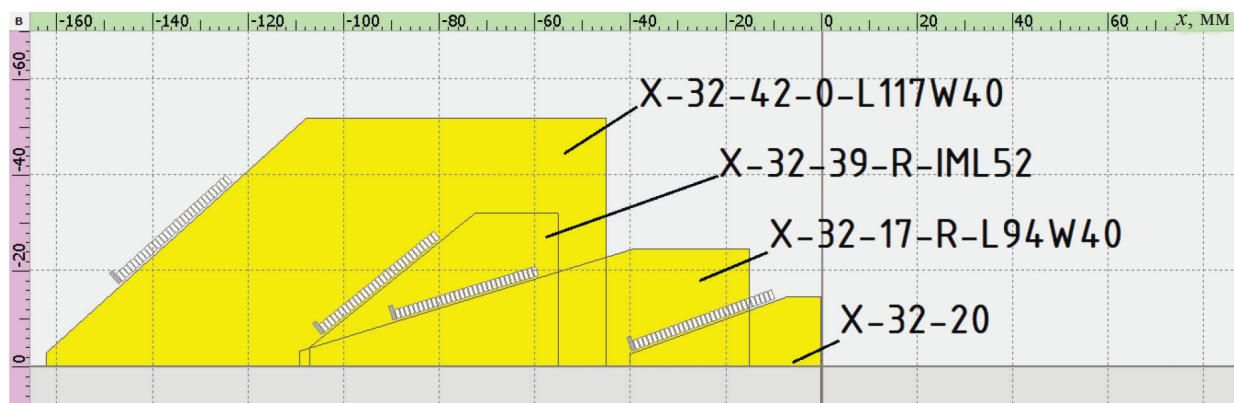


Рис. 4. Изображение призм, используемых для калибровки.

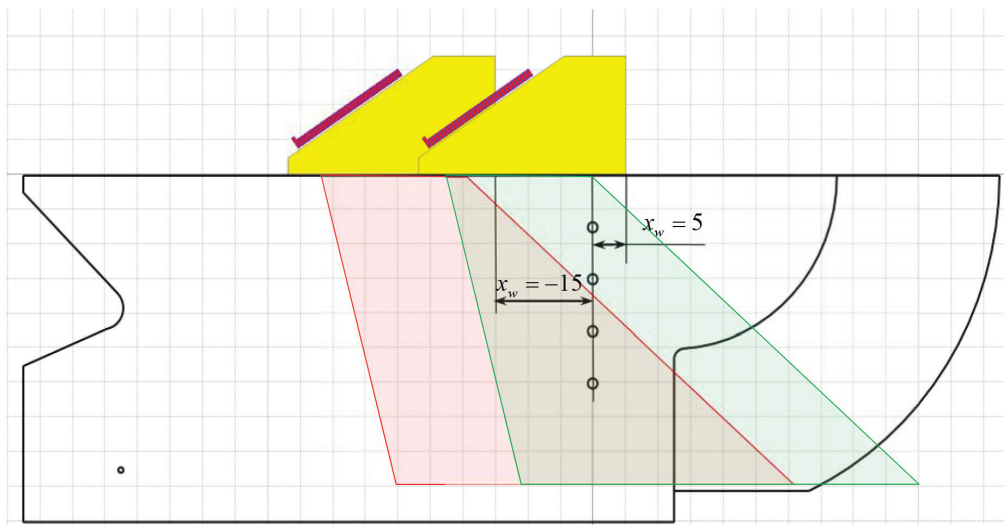


Рис. 5. Схема расположения призмы и антенной решетки в положении 5 и –15 мм при регистрации эхосигналов от четырех БЦО в образце ISO 19675 PAUT BLOCK.

ком с зеленой полупрозрачной заливкой схематически показана область с рабочим диапазоном углов антенной решетки при расположении призмы в точке $x_w = 5$ мм. При таком положении будут измерены эхосигналы от всех четырех БЦО. При размещении призмы в точке $x_w = -15$ мм эхосигналы от двух верхних БЦО (четыреугольник с полупрозрачной розовой заливкой) будут иметь маленькую амплитуду и качество калибровки ухудшится, так как амплитуда эхосигналов будет значимой только для двух нижних БЦО, т.е. для каждой призмы существует оптимальное положение призмы на образце $x_{w,opt}$ для измерения эхосигналов для калибровки.

Эксперимент по калибровке и проверки результатов вариационной калибровки проводился следующим образом:

1. Регистрировались эхосигналы от четырех БЦО в образце ISO 19675 PAUT BLOCK при трех положениях призмы, когда передняя грань находилась на расстояниях x_w , равным –15, –5 и 5 мм от центра БЦО (см. рис. 5). Такой выбор x_w определялся конструкцией специального упора для фиксации призмы с точностью ± 10 мкм.

2. Проводилась калибровка по эхосигналам, зарегистрированным в каждом из трех положений x_w .

3. Измерялись эхосигналы от одиннадцати БЦО на глубинах от 5 до 90 мм в образце НО-Ф2-П90-ПЛ-Б2 при двух положениях передней грани призмы: –20 и 0 мм от центра БЦО. На рис. 3а антенная решетка схематически показана в положении –20 мм. Такие положения так же определялись конструкцией специального упора для фиксации призмы с точностью ± 10 мкм. Восстанавливались ЦФА-изображения для каждого положения антенной решетки при калибровке.

4. При проверки оценивалось смещение максимума блика от границ БЦО на ЦФА-изображениях, восстановленных по акустическим схемам на продольной (LdL) и поперечной (TdT) волнах так, как описано в разделе 2.3.

При каждой установке антенной решетки на призму результаты калибровки могут изменяться. Первая причина заключается в том, что винты, которыми корпус антенной решетки прижимается к призме, могут быть затянуты с разной силой. Поэтому корпус антенной решетки может оказаться перекошенным, и угол плоскости, в которой расположены ее элементы, будет отличаться от угла наклона призмы. Во-вторых, у установочных винтов резьба нарезана в дальней от головки части. В ближней к головке части у винта резьбы нет, а его диаметр уменьшен, что приводит к люфту около $\pm 0,2$ мм в крепежных отверстиях. Это означает, что при каждой установке возможен неконтролируемый сдвиг в пределах люфта антенной решетки на призме. Поэтому повторяемость измерений проверялась при проведении трех экспериментов согласно пунктам от 1 до 4. Перед каждым экспериментом антенная решетка откручивалась от призмы и прикручивалась обратно.

Таким образом, для проверки результатов вариационной калибровки анализировались блики одиннадцати БЦО в образце НО-Ф2-П90-ПЛ-Б2 на тридцати шести ЦФА-изображениях:

- для трех положений призмы –15, –5 и 5 мм при регистрации эхосигналов для калибровки на образце ISO 19675 PAUT BLOCK (см. рис. 5);
- при регистрации эхосигналов для проверки при расположении призмы в двух положениях: 0 и –20 мм (см. рис. 3а);
- по двум акустическим схемам на продольной (LdL) и поперечной (TdT) волнах;
- для трех экспериментов.

При проверке результатов упрощенной калибровки для расчета пути и угла наклона призмы этапы 1 и 2 были заменены на три измерения эхосигналов от подошвы призмы.

3.1. Определение параметров антенной решетки

Один из важных параметров, который нужно учитывать при восстановлении ЦФА-изображения отражателей, — это время задержки в протекторе. Учитывая, что толщина просветляющего протектора должна быть равна четверти длины волны, время задержки в протекторе равно четверти периода центральной частоты антенной решетки. Это означает, что без учета этого времени блики границ БЦО на ЦФА-изображении будут смещены по лучу на четверть периода. Для частоты 2,25 МГц для продольной волны в стальном образце смещение будет равно 0,65 мм. Это заметная величина при решении задачи дефектометрии. Способ определения времени задержки в протекторе приведен в статье [6].

4. НЕОБХОДИМАЯ ТОЧНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЙ

Целесообразно определить оптимальное значение точности определения параметров призмы при калибровке, так как повышение точности приводит к усложнению измерений и обработки эхосигналов. При этом значительного повышения качества ЦФА-изображения не произойдет. Ошибка расчета времени задержки в половину периода может привести к тому, что амплитуда блика устремится к нулю. Если полагать, что максимальная ошибка может быть четверть периода, то эхосигналы уже не будут уничтожать друг друга, хотя не будет и оптимального сложения. Поэтому можно предложить такой принцип — для избегания взаимного погашения эхосигналов каждый искомый параметр призмы должен определяться так, чтобы ошибка во времени δt была до 1/4 периода основной частоты, а ошибка по расстоянию δx была до 1/4 длины волны. Учитывая, что измерения всех четырех параметров одновременно могут дать максимальную ошибку, то точность измерений целесообразно повысить хотя бы вдвое. Исходя из этого, можно полагать, что точность определения стрелы a_w и пути p_w в призме должна быть равна $\delta x = \lambda/8$, где λ — длина волны. Допустимое отклонение измеренного значения скорости звука $c_{w,l}$ можно оценить, исходя из того, что отклонение времени пробега δt по центральному лучу должно быть равно 1/8 периода основной частоты. Эту величину можно оценить, как

$$\frac{p_w}{c_{w,l}} - \frac{p_w}{c_{w,l} - \delta c_{w,l}} = \delta t.$$

Простейшие преобразования позволяют оценить допустимое значение отклонения скорости $c_{w,l}$ по формуле:

$$\delta c_{w,l} = \frac{p_w}{p_w/c_{w,l} - \delta t} - c_{w,l}. \quad (2)$$

Допустимое отклонение угла наклона призмы $\delta\beta_w$ можно оценить, исходя из предположения, что смещение стрелы δx должно быть равно 1/8 длины волны:

$$p_x \tan(\beta_w) - p_x \tan(\beta_w + \delta\beta_w) = \delta x, \text{ где } p_x = p_w \cos(\beta_w).$$

Из этого выражения, используя разложение тангенса в ряд Маклорена по $\delta\beta_w$, можно оценить $\delta\beta_w$, как

$$\delta\beta_w \approx \frac{\delta x}{p_w} \tan(\beta_w).$$

В табл. 2 приведены рассчитанные по формулам (2) и (3) оптимальные точности при использовании антенной решетки с центральной несущей частотой 5 МГц для двух призм из табл. 1 — с самым маленьким путем p_w и с самым большим. При калибровке призмы с путем p_w , равным

Таблица 2

Оптимальная относительная точность определения параметров двух типов призм, %

	Тип призмы	$\frac{\delta a_w}{a_w}$	$\frac{\delta p_w}{p_w}$	$\frac{\delta c_{w,l}}{c_{w,l}}$	$\frac{\delta \beta_w}{\beta_w}$
1.	X-32-20	0,32 %	0,78 %	0,78 %	0,81 %
2.	X-32-42-0-L117W40	0,1 %	0,18 %	0,19 %	0,23 %

7 мм, требования к относительной точности вполне умеренные и находятся в пределах от 0,32 до 0,81 %. Для призмы с путем $p_w = 37$ мм требования к относительной точности более жесткие — они находятся в пределах от 0,1 до 0,23 %.

5. ВИД ЦЕЛЕВОЙ ФУНКЦИИ

Предположим, что при расчетах скорость в призме $\hat{c}_{w,l}$ больше реальной $c_{w,l}$. Если путь в призме p_w пропорционально уменьшить, то время пробега по центральному лучу не изменится. А если увеличить угол наклона $\delta\beta_w$, то преломленный луч будет в точности совпадать с преломленным лучом при точно определенных параметрах призмы. Таким образом, для любой скорости продольной волны можно подобрать бесконечное число путей в призме и углов наклона призмы так, что время пробега по центральному лучу в призме и в объекте контроля не изменится. Это утверждение не справедливо для лучей от произвольной точки антенной решетки до места расположения БЦО, но разница времени пробега будет незначительна. По этой причине целевая функция $D(\mathbf{v})$ имеет овражистую структуру, которая тем ярче выражена, чем меньше размеры апертуры решетки. При нулевых размерах апертуры антенной решетки целевая функция вырождается в «траншею».

С помощью программы CIVA [16] были рассчитаны эхосигналы от четырех БЦО с параметрами, как в образце ISO 19675 PAUT BLOCK, для призмы X-32-20 (см. табл. 1). Как упоминалось ранее, из-за наличия многих локальных минимумов целевой функции $D(\mathbf{v})$ приходится при заданном отклонении от паспортных параметров призмы использовать множество $\{\mathbf{v}\}$ из 24 начальных точек (окружности красного цвета на рис. 6). Паспортные значения параметров отмечены звездой желтого цвета. Найденные решения отмечены на рис. 6 окружностями или зеленого цвета, если они отличаются от паспортных значений меньше, чем 2 %, или синего цвета в противном случае. Только девять начальных точек дали решение близкое к правильному. Ромбом желтого цвета показано решение, рассчитанное как среднее значение решений, отмеченных окружностями зеленого цвета. На рис. 6а показаны начальные и конечные точки траектории

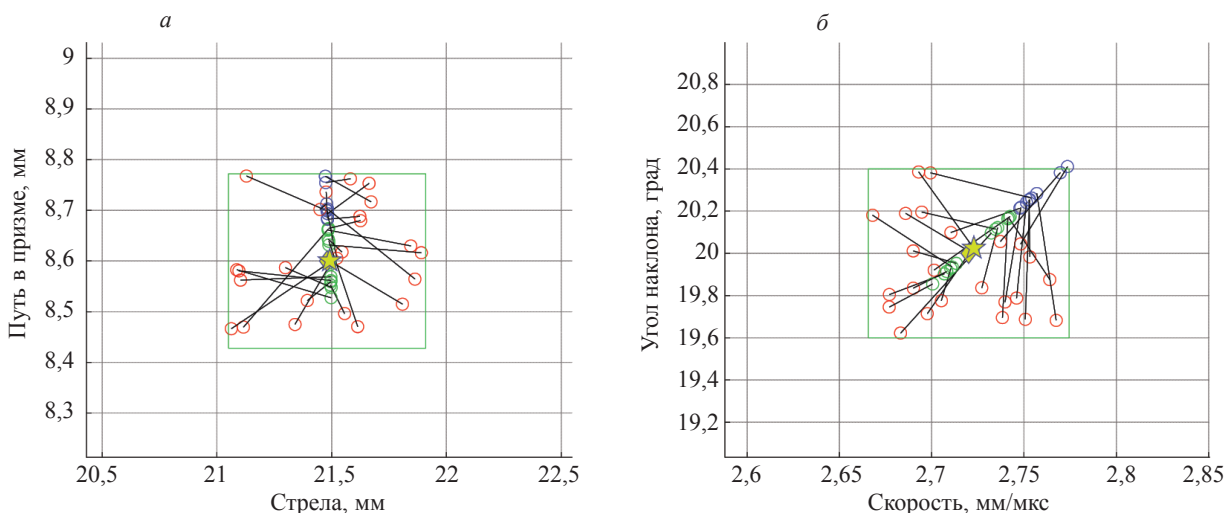


Рис. 6. Начальные и конечные точки траектории поиска решения в плоскости «стрела — путь в призме» (а) и в плоскости «скорость звука — угол наклона» (б).

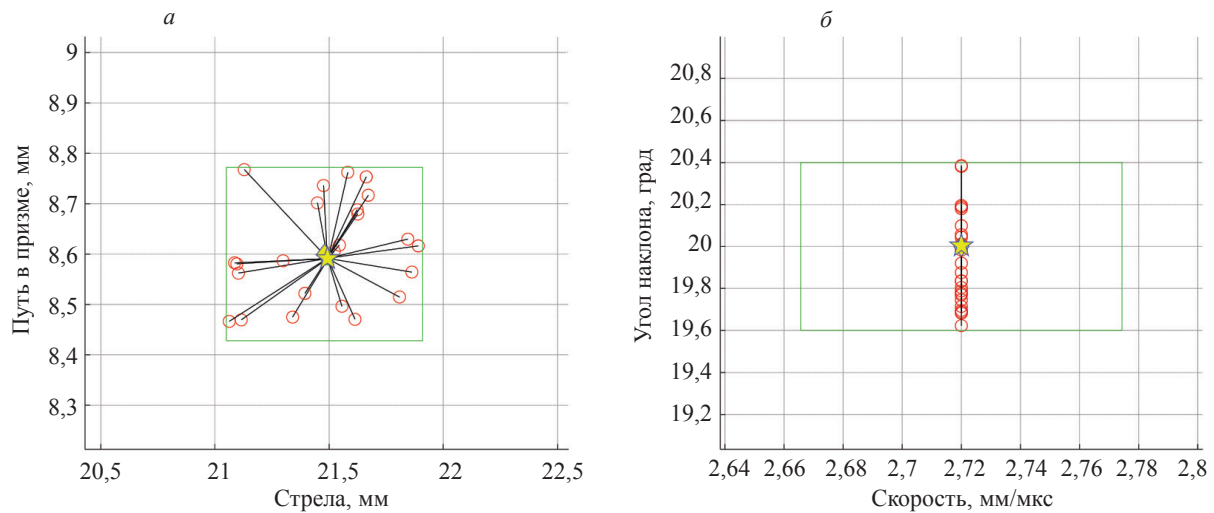


Рис. 7. Начальные и конечные точки траектории поиска решения в плоскости «стрела—путь в призме» (а) и в плоскости «скорость звука — угол наклона» (б) при исключении скорости продольной волны $c_{w,l}$ из искомых параметров призмы.

поиска решения в плоскости «стрела—путь в призме», а на рис. 6б — в плоскости «скорость звука—угол наклона». Из-за того, что целевая функции $D(\mathbf{v})$ при оптимизации по вектору $\mathbf{v} = (a_w, p_w, c_{w,l}, \beta_w)$ имеет овражистую структуру, относительная погрешность определения четырех неизвестных параметров равна 0,25 %. Это довольно грубая относительная погрешность при точно заданных параметрах численного эксперимента.

Если из списка параметров исключить скорость продольной волны в призме $c_{w,l}$ и задать ее значение, равное тому, что было при расчете эхосигналов, и искать минимум целевой функции $D(\mathbf{v})$ по трем параметрам $\mathbf{v} = (a_w, p_w, \beta_w)$, то относительная точность определения параметров уменьшилась в четыре раза — до 0,06 %. На рис. 7а показаны начальные и конечные точки траектории поиска решения в плоскости «стрела—путь в призме», а на рис. 7б — в плоскости «скорость звука—угол наклона». Видно, что в этом случае все решения сходятся в «точку». Массив точек начального приближения $\{\mathbf{v}\}$ такой же, что и при калибровке по четырем параметрам.

6. МОДЕЛЬНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

Модельные эксперименты проводились с использованием дефектоскопа АВГУР—АРТ, разработанного и изготовляемого в «Научно-производственном центре «ЭХО+» [20]. При проверке рассматривались только те БЦО, которые попадали в рабочий диапазон углов антенной решетки на призме. При оценке точности проверки полагалось, что длина продольной волны λ_l равна 1,18 мм ($\lambda_l/8 = 0,15$ мм), а длина поперечной волны λ_t равна 0,646 мм ($\lambda_t/8 = 0,08$ мм).

6.1. Призма Х-32-20 № 3

6.1.1. Вариационная калибровка

В табл. 3 приведены результаты калибровки призмы Х-32-20 и антенной решетки DP-5M32E1.0P. В графе «Отклонение» показано относительное отклонение среднего значения по отношению к паспортным (измеренным) параметрам, согласно табл. 1. Для данной призмы оптимальное положение при регистрации эхосигналов для калибровки равно $x_{w,opt} \approx -10$ мм. При положении призмы в точке $x_w = -5$ мм рассчитанный средний угол наклона призмы β_w отличается от результатов измерений всего на 0,08 %. Самое большое отклонение скорости продольной волны и пути в призме получилось при ее положении в точке $x_w = 5$ мм, когда эхосигналы от двух нижних БЦО имеют малую амплитуду из-за диаграммы направленности элементов антенной решетки и не сильно влияют на значения целевой функции $D(\mathbf{v})$. Тем не менее практически все значения угла и скорости находятся в пределах $\pm 0,5$ %, а значения пути в призме и стрелы откло-

Таблица 3

Результаты калибровки антенной решетки DP-5M32E1.0P на призме X-32-20

Смещение x_w , мм	Эксперимент	Стрела, мм	Путь, мм	Скорость, м/с	Угол, град
5	1	21,68	8,46	2,718	20,36
	2	21,73	8,45	2,718	20,28
	3	21,61	8,53	2,721	20,23
	Среднее	21,67	8,48	2,719	20,29
	Отклонение	0,90 %	-1,45 %	-0,04 %	-0,40 %
-5	1	21,69	8,45	2,714	20,36
	2	21,74	8,44	2,711	20,39
	3	21,61	8,49	2,711	20,32
	Среднее	21,68	8,46	2,712	20,35
	Отклонение	0,93 %	-1,66 %	-0,29 %	-0,08 %
-15	1	21,76	8,47	2,714	20,34
	2	21,70	8,45	2,710	20,31
	3	21,62	8,48	2,705	20,29
	Среднее	21,69	8,47	2,710	20,31
	Отклонение	1,00 %	-1,54 %	-0,38 %	-0,30 %

няются примерно на 1 и 1,5 % от паспортных параметров. Отметим, что результаты калибровки для третьего эксперимента заметно отличаются от двух первых. Возможные причины этого рассмотрены в разделе 3.

На рис. 8 в растровом виде показаны срезы реальной части ЦФА-изображений, восстановленных на продольных волнах (акустическая схема LdL), вдоль контрольных линий, отмеченных на рис. 3 линиями черного цвета, для каждого из одиннадцати БЦО в образце НО-Ф2-П90-ПЛ-Б2, на котором проводилась проверка. При восстановлении ЦФА-изображений использовались результаты калибровки для первого эксперимента (см. табл. 3) при расположении призмы в точке $x_w = -5$ мм. На рис. 8а представлены изображения срезов бликов вдоль контрольных линий, как показано на рис. 3б, при размещении призмы в точке 0 мм на образце НО-Ф2-П90-ПЛ-Б2, а на рис. 8б в точке -20 мм. Вертикальной линией красного цвета показано точное место границы БЦА, а звездочками красного цвета — максимальное значение среза блика БЦО вдоль контрольных линий, по которому можно определить координату границы БЦО. Для анализа выбирались блики тех БЦО, которые попадали в рабочий диапазон углов антенной решетки на призме. Максимальный

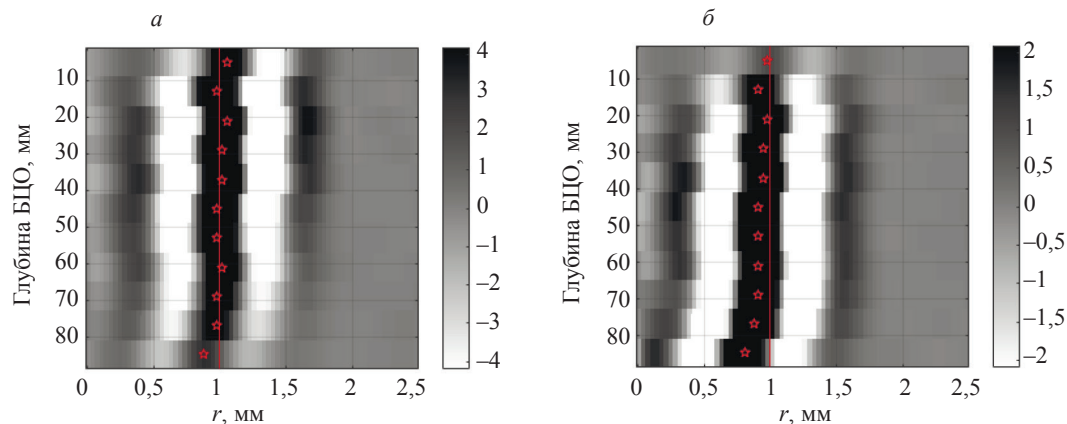


Рис. 8. Результаты проверки калибровки антенной решетки DP-5M32E1.0P на призме X-32-20 по изображениям на продольной волне (LdL): при размещении призмы в точке 0 мм (а); в точке -20 мм (б).

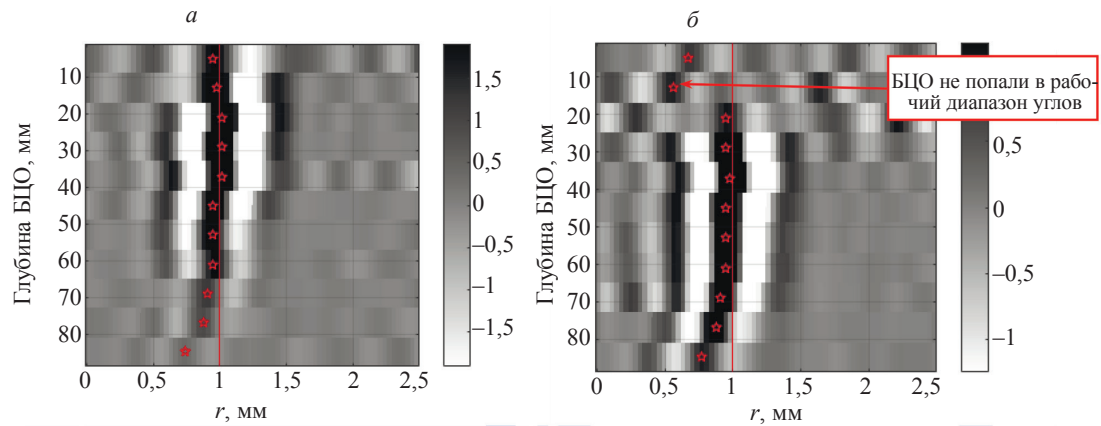


Рис. 9. Результаты проверки калибровки антенной решетки DP-5M32E1.0P на призме X-32-20 по изображениям на поперечной волне (TdT): при размещении призмы в точке 0 мм (а); в точке –20 мм (б).

разброс значений ошибок равен $(-0,02; 0,05)$ мм при расположении призмы в точке 0 мм при проверке, а для положения –20 мм максимальный разброс ошибок равен $(-0,2; -0,02)$ мм. Максимальная ошибка получилась меньше, чем $1/6$ длины продольной волны.

На рис. 9 представлены результаты проверки калибровки по первому эксперименту при размещении призмы в точке $x_w = -5$ мм, но при восстановлении ЦФА-изображения на поперечной волне (акустическая схема TdT). Для восстановления ЦФА-изображения по акустическим схемам LdL и TdT использовались одни и те же измеренные эхосигналы. Для определения координат границ БЦО выбирались блики тех БЦО, которые попадали в рабочий диапазон углов антенной решетки на призме. Максимальный разброс значений ошибок равен $(-0,05; 0,02)$ мм при расположении призмы в точке 0 мм при проверке, а для положения –20 мм максимальный разброс ошибок равен $(-0,15; -0,03)$ мм. Диапазон ошибок получился меньше, чем $1/4$ длины поперечной волны. На рис. 9 видно, что из-за смещения призмы в положение –20 мм при проверке блики БЦО на глубинах 5 и 15 мм практически пропали из-за ограниченного рабочего диапазона углов антенной решетки.

Отклонения определения координаты границы БЦО для всех трех экспериментов, представленные в виде отклонения от среднего значения, следующие: для продольной волны $-0,06 \pm \pm 0,04$ мм, а для поперечной $-0,03 \pm 0,025$ мм. Точность определения координат БЦО составила величину порядка $1/4$ длины волны.

6.1.2. Упрощенная калибровка

В табл. 4 представлены результаты определения пути и угла призмы в предположении, что скорость продольной волны в призме равна 2,720 мм/мкс. Видно, что рассчитанное значение угла β_w очень близко к измеренному (см. табл. 1), но среднее значение пути p_w примерно на 0,1 мм больше, чем при вариационной калибровке (см. табл. 3).

Проверка результатов калибровки проводилась при паспортных значениях стрелы, равной 21,48 мм, и скорости продольной волны в призме, равной 2,720 мм/мкс, для двух положений при-

Таблица 4

Результаты упрощенной калибровки призмы X-32-20

Эксперимент	Путь, мм	Угол, град
1	8,63	20,30
2	8,51	20,40
3	8,56	20,40
Среднее	8,57	20,37
Отклонение	-0,39 %	-0,02 %

змы 0 и –20 мм на образце НО-Ф2-П90-ПЛ-Б2, как описано в разделе 6.1.1. Отклонения определения координаты границы БЦО для трех экспериментов следующие: для продольной волны $0,09 \pm 0,16$ мм, а для поперечной $0,03 \pm 0,09$ мм.

По сравнению с результатом вариационной калибровки ошибка определения координат отражателей ухудшилась примерно до 1/2 длины волны.

6.2. Призма X-32-17-R-L94W40

6.2.1. Вариационная калибровка

В табл. 5 приведены результаты калибровки призмы X-32-17-R-L94W40 и антенной решетки DP-5M32E1.0P. Для данной призмы оптимальное положение при регистрации эхосигналов для калибровки равно $x_{w, \text{opt}} \approx 20$ мм, поэтому результаты калибровки при расположении призмы в точках –15 и –5 мм должны быть хуже, чем при расположении призмы в точке $x_w = 5$ мм. Тем не менее определенная скорость продольной волны в призме для трех экспериментов имеет разброс меньше $\pm 0,06$ %. А вот отличие угла наклона призмы β_w , полученного в результате калибровки и при измерении угломером, на 0,5 % остается непонятным. Определенные значения стрелы и пути для третьего эксперимента отличаются от первых двух. Возможные причины этого рассмотрены в разделе 3.

Таблица 5

Результаты калибровки антенной решетки DP-5M32E1.0P на призме X-32-17-R-L94W40

Смещение x_w , мм	Эксперимент	Стрела, мм	Путь, мм	Скорость, м/с	Угол, град
5	1	54,78	14,64	2,332	17,09
	2	54,79	14,63	2,333	17,09
	3	54,90	14,59	2,333	17,08
	Среднее	54,82	14,62	2,333	17,09
	Отклонение	–0,32 %	0,83 %	0,03 %	0,51 %
–5	1	54,68	14,66	2,330	17,06
	2	54,68	14,68	2,334	17,09
	3	54,80	14,60	2,328	17,06
	Среднее	54,72	14,65	2,331	17,07
	Отклонение	–0,51 %	1,01 %	–0,06 %	0,41 %
–15	1	54,57	14,65	2,322	17,00
	2	54,59	14,72	2,334	17,10
	3	54,90	14,66	2,337	17,14
	Среднее	54,69	14,68	2,331	17,08
	Отклонение	–0,57 %	1,22 %	–0,04 %	0,47 %

Отклонение измеренных координат границы БЦО для трех экспериментов следующие: для продольной волны составляет $-0,06 \pm 0,13$ мм, а для поперечной — $-0,01 \pm 0,17$ мм. После вариационной калибровки точность определения координат отражателей составляет величину порядка 1/4 длины волны. Если при проверке убрать из рассмотрения результаты калибровки в положении $x_w = -15$ мм, то ошибка определения координат границы БЦО уменьшается примерно на 30 %.

6.2.2. Упрощенная калибровка

В табл. 6 представлены результаты определения пути и угла призмы в предположении, что скорость продольной волны в призме равна 2,33 мм/мкс. Видно, что рассчитанное в результате

Таблица 6

Результаты упрощенной калибровки призмы X-32-17-R-L94W40

Эксперимент	Путь, мм	Угол, град
1	14,81	17,10
2	14,84	17,10
3	14,77	17,10
Среднее	14,81	17,10
Отклонение	2,11 %	0,59 %

упрощенной калибровки значение угла β_w отличается от измеренного угломером (см. табл. 1) на 0,6 %.

Отклонения определения координаты границы БЦО для трех экспериментов следующие: для продольной волны составляет $0,58 \pm 0,16$ мм, а для поперечной — $0,38 \pm 0,16$ мм. По сравнению с результатом вариационной калибровки точность определения координат отражателей ухудшилась примерно до 1/2 длины волны.

6.3. Призма X-32-39-R-IML52

6.3.1. Вариационная калибровка

В табл. 7 приведены результаты калибровки призмы X-32-20 и антенной решетки DP-5M32E1.0P. Для данной призмы оптимальное положение при регистрации эхосигналов для калибровки равно $x_{w,opt} \approx -15$ мм. Поэтому точность определения наклона призмы β_w при положении призмы в точке -15 мм отличается меньше, чем на $\pm 0,1$ % от измеренных угломером, а в положении 5 мм меньше, чем $-0,3$ %. Отметим, что результаты калибровки для первого эксперимента заметно отличаются от второго и третьего. Возможные причины этого различия рассмотрены в разделе 3.

Таблица 7

Результаты калибровки антенной решетки DP-5M32E1.0P на призме X-32-39-R-IML52

Смещение x_w , мм	Эксперимент	Стрела, мм	Путь, мм	Скорость, м/с	Угол, град
5	1	24,05	20,89	2,341	39,05
	2	23,87	20,87	2,329	38,90
	3	23,90	20,94	2,337	39,04
	Среднее	23,94	20,90	2,336	39,00
	Отклонение	1,14 %	-0,18 %	0,68 %	-0,27 %
-5	1	24,07	20,80	2,333	38,99
	2	23,85	20,90	2,332	39,02
	3	23,90	20,93	2,335	39,08
	Среднее	23,94	20,88	2,333	39,03
	Отклонение	1,14%	-0,29%	0,56%	-0,18%
-15	1	24,13	20,87	2,341	39,18
	2	23,93	20,89	2,334	39,10
	3	23,96	20,92	2,335	39,11
	Среднее	24,00	20,89	2,337	39,13
	Отклонение	1,41 %	-0,22 %	0,72 %	0,08 %

Отклонение измеренных координат границы БЦО для трех экспериментов следующие: для продольной волны составляет $0,05 \pm 0,09$ мм, а для поперечной — $0,05 \pm 0,01$ мм. После вариацион-

ной калибровки точность определения координат отражателей составляет величину порядка $1/4$ длины волны.

6.3.2. Упрощенная калибровка

В табл. 8 представлены результаты определения пути и угла призмы в предположении, что скорость продольной волны в призме равна $2,32$ мм/мкс. Видно, что рассчитанное значение угла β_w отличается на $-0,85$ % от значения угла, измеренного угломером (см. табл. 1).

Таблица 8

Результаты упрощенной калибровки призмы X-32-39-R-IML52

Эксперимент	Путь, мм	Угол, град
1	21,06	38,80
2	21,13	38,80
3	21,07	38,70
Среднее	21,09	38,77
Отклонение	0,70 %	-0,85 %

Отклонение измеренных координат границы БЦО для трех экспериментов следующие: для продольной волны составляет $0,502 \pm 0,073$ мм, а для поперечной — $0,193 \pm 0,06$ мм. По сравнению с результатом вариационной калибровки точность определения координат отражателей ухудшилась примерно до $1/2$ длины волны.

6.4. Призма X-32-42-0-L117W40

Из-за большого угла наклона призмы ЦФА-изображения на продольной волне получились низкого качества и поэтому не анализировались.

6.4.1. Вариационная калибровка

В табл. 9 приведены результаты калибровки призмы X-32-42-0-L117W40 и антенной решетки DP-5M32E1.0P. Для данной призмы со стрелой, равной 65 мм, оптимальное положение при регистрации эхосигналов для калибровки равно $x_{w, \text{opt}} \approx 20$ мм. Результаты измерений угла наклона при положении призмы в точке 5 мм отличается меньше, чем на $\pm 0,25$ % от измеренных угломером. Определенная скорость продольной волны в призме равна примерно $2,735$ мм/мкс против $2,753$ мм/мкс, полученных стандартным толщиномером. Результат измерения скорости толщиномером представляется завышенным, так как в плексигласе коэффициент затухания возрастает с увеличением частоты, и на расстоянии в 30 мм передний фронт импульса увеличивается. Путь в призме и стрела более чем на $0,5$ % отличаются от паспортных значений.

Отклонение определения координат границ БЦО для трех экспериментов составляет величину $0,14 \pm 0,16$ мм. После калибровки точность определения координат отражателей составляет величину порядка $1/3$ длины волны.

6.4.2. Упрощенная калибровка

В табл. 10 представлены результаты определения пути и угла призмы в предположении, что скорость продольной волны в призме равна $2,72$ мм/мкс. Видно, что рассчитанное значение угла отличается на -2 % от угла, измеренного угломером (см. табл. 1).

Отклонение измеренных координат границы БЦО для трех экспериментов равно $-0,77 \pm \pm 0,076$ мм. По сравнению с результатом вариационной калибровки ошибка увеличилась примерно в пять раз, а точность определения координат отражателей уменьшилась примерно до длины волны.

Таблица 9

Результаты калибровки антенной решетки DP-5M32E1.0P на призме X-32-42-0-L117W40

Смещение x_w , мм	Эксперимент	Стрела, мм	Путь, мм	Скорость, м/с	Угол, град
5	1	65,24	36,72	2,734	41,90
	2	65,26	36,69	2,731	41,87
	3	65,31	36,77	2,737	42,03
	Среднее	65,27	36,73	2,734	41,93
	Отклонение	0,42 %	-0,74 %	-0,69 %	-0,23 %
-5	1	65,21	36,74	2,735	41,87
	2	65,26	36,77	2,736	41,98
	3	65,30	36,64	2,725	41,79
	Среднее	65,26	36,72	2,732	41,88
	Отклонение	0,39 %	-0,77 %	-0,76 %	-0,36 %
-15	1	65,17	36,68	2,721	41,87
	2	65,30	36,78	2,739	42,06
	3	65,28	36,73	2,730	41,92
	Среднее	65,25	36,73	2,730	41,95
	Отклонение	0,38 %	-0,73 %	-0,84 %	-0,19 %

Таблица 10

Результаты упрощенной калибровки призмы X-32-42-0-L117W40

Эксперимент	Путь, мм	Угол, град
1	36,14	41,10
2	36,15	41,20
3	36,13	41,20
Среднее	36,14	41,17
Отклонение	-2,32 %	-2,05 %

7. СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ВАРИАЦИОННОЙ И УПРОЩЕННОЙ КАЛИБРОВОК

На рис. 10 представлены результаты проверки на продольной (а) и поперечной (б) волне результатов вариационной и упрощенной калибровок четырех призм (см. табл. 1). ЦФА-изображения на продольной волне для призмы X-32-42-0-L117W40 из-за большого угла наклона низкого качества и поэтому не анализировались. Сплошными линиями показаны результаты, полученные для вариационной калибровки, а пунктирными — для упрощенной, утолщенными линиями показаны среднее значения ошибки, а тонкими — разброс от средних значений, сплошными линиями черного цвета показаны уровни $\pm\lambda/4$ и $\pm\lambda/4$. При проверке результатов вариационной и упрощенной калибровки на продольной волне (см. рис. 10а) близкими получились только средние значения для призмы X-32-17-R-L94W40, но зато для упрощенной калибровки разброс примерно в три раза больше. Для призм X-32-20 и X-32-39-R-IML52 среднее значение для упрощенной калибровки оказались более, чем в пять раз хуже при примерно одинаковом разбросе. Ошибки определения координат границ БЦО для вариационной калибровки уверенно попали в диапазон $\pm\lambda/4$.

При проверке на поперечной волне средние значения и разброс для вариационной калибровки в целом попали в диапазон $\pm\lambda/4$. Довольно хороший результат упрощенная калибровка дала для призм X-32-17-R-L94W40 и X-32-39-R-IML52. Однако в сравнении с вариационной калибровкой у упрощенной калибровки более чем в три раза больше разброс. Особенно большая ошибка сред-

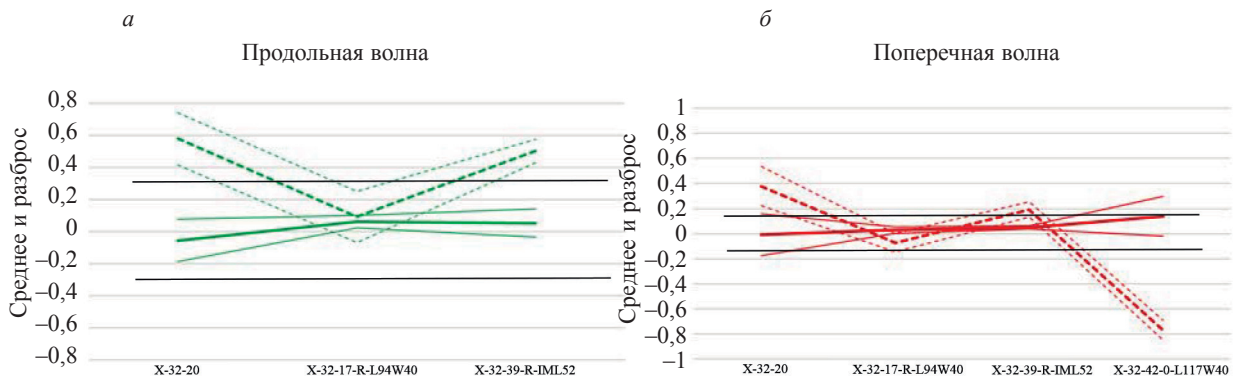


Рис. 10. Результаты проверки калибровки на продольной (а) и поперечной (б) волне при вариационной и упрощенной калибровке всех призм.

него значения получилась при проверке упрощенной калибровки для призмы X-32-42-0-L117W40. Это связано с большим углом наклона призмы, что приводит к искажению формы импульсов, отраженных от дна (см. рис. 2б).

8. ВЫВОДЫ

Таким образом, по результатам исследований, изложенных в данной статье, можно сделать следующие выводы:

1. Для повышения эффективности процедуры вариационной калибровки нужно выбирать оптимальное положение призмы $x_{и,опт}$ так, чтобы эхосигналы от всех четырех БЦО образца ISO 19675 PAUT BLOCK имели по возможности близкие амплитуды.
2. При вариационной калибровке пары «путь—скорость звука» и «наклон—скорость звука» формируют овражистую структуру целевой функции. Поэтому целесообразно исключить скорость звука из определяемых параметров при использовании вариационной калибровки. Для этого можно на этапе изготовления призм проводить измерения скорости продольной волны в заготовке.
3. При проверке результатов вариационной калибровки и среднее значение ошибки определения координат границ БЦО, и ее размах в целом попадают в диапазон в четверть длины волны как для продольной, так и поперечной волны.
4. При проверке результатов упрощенной калибровки среднее значение ошибки определения координат границ БЦО и ее размах в целом попадают как для продольной, так и поперечной волны в диапазон в половину длины волны. Исключение составляет калибровка антенной решетки на призме X-32-42-0-L117W40.
5. Вариационная и упрощенная калибровка антенной решетки на призме встроены в программное обеспечение системы ультразвукового контроля АВГУР АРТ.
6. Повысить точность вариационной калибровки можно за счет расчета эхосигналов по разным акустическим схемам с учетом трансформации типа волны на БЦО, например, LdL, LdT, TdL и TdT.
7. Вариационная калибровка дает более точный и стабильный результат для призм с разными углами, чем упрощенная калибровка. Однако вычислительные затраты при проведении вариационной калибровки более чем на три порядка превышают затраты на упрощенную калибровку. По результатам упрощенной калибровки можно уточнить значение стрелы призмы добиваясь совпадения границ бликов БЦО с известным положением границ, изменяя стрелу. Но дополнительные измерения потребует времени, что может привести к тому, что полное время вариационной и упрощенной калибровки будут соизмеримыми.
8. На практике при проведении ультразвукового контроля по методикам, определяющих дефект по превышении амплитуды блика контрольного уровня, вполне хватит упрощенной калибровки. Однако при решении задач дефектометрии, когда нужно максимально точно определить координаты и размеры отражателя при использовании разных акустических схем и при размещении двух антенных решеток с обеих сторон сварного соединения, целесообразно пользоваться вариационной калибровкой как более точной.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. НП-084-15. Федеральные нормы и правила в области использования атомной энергии Правила контроля основного металла, сварных соединений и наплавленных поверхностей при эксплуатации оборудования, трубопроводов и других элементов атомных станций. URL: <https://sudact.ru/law/prikaz-rostekhnadzora-ot-07122015-n-502-ob/np-084-15/> (дата обращения: 07.02.2024).
2. Advances in Phased Array Ultrasonic Technology Applications / Publisher: Waltham, MA: Olympus NDT, 2007. URL: <https://www.olympus-ims.com/en/books/pa/pa-advances/> (дата обращения: 07.02.2024).
3. Базулин Е.Г. Определение типа отражателя по изображению, восстановленному по эхосигналам, измеренным ультразвуковыми антенными решётками // Дефектоскопия. 2014. № 3. С. 12—22.
4. Проблемы износа ультразвуковых преобразователей и способы их решения для фазированных решеток. URL: <https://techkontrol.ru/stati/problemy-iznosa-ultrazvukovykh-preobrazovateley-i-sposoby-ikh-resheniya-dlya-fazirovannykh-reshetok> (дата обращения 07.02.2024).
5. ISO 19675:2017 Non-destructive testing Ultrasonic testing Specification for a calibration block for phased array testing (PAUT). URL: <https://www.iso.org/standard/65991.html> (дата обращения 07.02.2024).
6. Базулин Е.Г. Калибровка ультразвуковой антенной решётки, установленной на призму // Дефектоскопия. 2014. № 4. С. 50—63.
7. Schmerr L.W. Jr. Fundamentals of Ultrasonic Nondestructive Evaluation. A Modeling Approach. Second Edition. Springer. 2016. 492 p. DOI: 10.1007/978-3-319-30463-2
8. Крохмаль А.А., Николаев Д.А., Цысарь С.А., Сапожников О.А. Создание эталонной плоской ультразвуковой волны в жидкости с помощью плоского пьезоэлектрического преобразователя большого волнового размера // Акуст. журн. 2020. Т. 66. № 5. С. 475—488.
9. Kullback S., Leibler R.A. On information and sufficiency // The Annals of Mathematical Statistics. 1951. V. 22. № 1. P. 79—86.
10. Болотникова О.В., Тарасов Д.В., Тарасов Р.В. Линейное программирование: симплекс-метод и двойственность / Учеб. пособие. Пенза : Изд-во ПГУ, 2015. 84 с.
11. Матренин П.В., Гриф М.Г., Секаев В.Г. Методы стохастической оптимизации. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2016. 67 с.
12. Xiao Fu, Wangsheng Liu, Bin Zhang, Hua Deng. Quantum Behaved Particle Swarm Optimization with Neighborhood Search for Numerical Optimization // Hindawi Publishing Corporation Mathematical Problems in Engineering. V. 2013. Art. ID 469723. 10 p.
13. Голубев А.С. Отражение плоских волн от цилиндрического дефекта // Акустический журнал. 1961. Т. VII. № 2. С. 174—180.
14. Данилов В.Н. Расчеты акустических трактов наклонных преобразователей в ультразвуковой дефектоскопии. М.: Издательский дом «Спектр», 2021. 182 с.: ил.
15. Ямищikov В.С., Данилов В.Н. Об отражении продольных и поперечных упругих волн от цилиндрической полости в полупространстве // Дефектоскопия. 1984. № 4. С. 3—11.
16. Официальный сайт фирмы EXTENDE. URL: <http://www.extende.com/> (дата обращения: 07.02.2024).
17. Achenbach J.D., Brind R.J., Gubernatis J.E. High-frequency scattering of elastic waves from cylindrical cavities // Wave Motion 6. North-Holland. 1982. P. 41—60.
18. Борн М., Вольф Э. Основы оптики / Пер. с англ. Изд. 2, испр. М.: Наука, 1973. 720 с.
19. Официальный сайт компании Karl Deutsch. URL: <https://karldeutsch.ru/> (дата обращения 07.02.2024).
20. Официальный сайт фирмы «ЭХО+». URL: <https://echoplus.ru/> (дата обращения: 07.02.2024).

REFERENCES

1. NP-084-15. Federal norms and rules in the field of atomic energy use Rules of control of base metal, welded joints and welded surfaces during operation of equipment, pipelines and other elements of nuclear power plants. URL: <https://sudact.ru/law/prikaz-rostekhnadzora-ot-07122015-n-502-ob/np-084-15/> (accessed 07.02.2024).
2. Advances in Phased Array Ultrasonic Technology Applications / Publisher: Waltham, MA: Olympus NDT, 2007. URL: <https://www.olympus-ims.com/en/books/pa/pa-advances/> (accessed 07.02.2024).
3. Bazulin E.G. Determination of the reflector type by the image reconstructed from the echoes measured by ultrasonic antenna arrays // Defectoscopy. 2014. № 3. P. 12—22.
4. Wear problems of ultrasonic transducers and their solutions for phased arrays. URL: <https://techkontrol.ru/stati/problemy-iznosa-ultrazvukovykh-preobrazovateley-i-sposoby-ikh-resheniya-dlya-fazirovannykh-reshetok> (accessed 07.02.2024).
5. ISO 19675:2017 Non-destructive testing Ultrasonic testing Specification for a calibration block for phased array testing (PAUT). URL: <https://www.iso.org/standard/65991.html> (accessed 07.02.2024).
6. Bazulin E.G. Calibration of an ultrasonic antenna array mounted on a prism // Defectoscopy. 2014. № 4. P. 50—63.

7. *Schmerr L.W. Jr.* Fundamentals of Ultrasonic Nondestructive Evaluation. A Modeling Approach. Second Edition. Springer. 2016. 492 p. DOI: 10.1007/978-3-319-30463-2.
8. *Krokhmal A.A., Nikolaev D.A., Tsysar S.A., Sapozhnikov O.A.* Creation a reference plane ultrasonic wave in a fluid using a plane piezoelectric transducer with a large wave dimension // *Acoustical Physics*. 2020. V. 66. № 5. P. 475—488.
9. *Kullback S., Leibler R.A.* On information and sufficiency // *The Annals of Mathematical Statistics*. 1951. V.22. № 1. P. 79—86.
10. *Bolotnikova O.V., Tarasov D.V., Tarasov R.V.* Linear programming: simplex method and duality: study guide. Penza: PSU Publishing House, 2015. P. 84.
11. *Matrenin P.V., Grif M.G., Sekaev V.G.* Methods of stochastic optimization. Novosibirsk: NSTU Publishing House, 2016. 67 p.
12. *Xiao Fu, Wangsheng Liu, Bin Zhang, Hua Deng.* Quantum Behaved Particle Swarm Optimization with Neighborhood Search for Numerical Optimization // *Hindawi Publishing Corporation Mathematical Problems in Engineering*. V. 2013. Article ID 469723. 10 p.
13. *Golubev A.S.* Reflection of plane waves from a cylindrical defect // *Acoustic Journal*. 1961. V. VII. № 2. P. 174—180.
14. *Danilov V.N.* Calculations of acoustic paths of inclined transducers in ultrasonic flaw detection. M.: «Spectrum» Publishing House, 2021. 182 p.
15. *Yamshchikov V.S., Danilov V.N.* About reflection of longitudinal and transverse elastic waves from a cylindrical cavity in a half-space // *Defectoscopy*. 1984. № 4. P. 3—11.
16. Official website of the company EXTENDE. URL: <http://www.extende.com/> (accessed 07.02.2024).
17. *Achenbach J.D., Brind R.J., Gubernatis J.E.* High-frequency scattering of elastic waves from cylindrical cavities // *Wave Motion* 6. North-Holland. 1982. P. 41—60.
18. *Born M., Wolf E.* Principles of optics / Transl. from engl. ed. 2, revision. M.: Science, 1973. 720 p.
19. Official website of the company Karl Deutsch. URL: <https://karldeutsch.ru/> (accessed 07.02.2024).
20. Official website of the company «ECHO+». URL: <https://echoplus.ru/> (accessed 07.02.2024).

РАСЧЕТ НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ВНУТРИ И ВНЕ БЕСКОНЕЧНОГО ЦИЛИНДРА, ПОМЕЩЕННОГО В ПРОИЗВОЛЬНОЕ ВНЕШНЕЕ ПОЛЕ

© 2024 г. В.В. Дякин^{1,*}, 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 22.02.2024; после доработки 19.03.2024
Принята к публикации 19.03.2024

В модели бесконечного цилиндра выведены формулы и представлен соответствующий алгоритм нахождения напряженности магнитного поля внутри и вне однородного цилиндра, помещенного во внешнее магнитное поле произвольной конфигурации. Проведено тестирование результатов расчетов по этим формулам на их соответствие физическим законам, а также на их совпадение с известными аналитическими ответами в предельных частных случаях формы магнетика. Составлена и отлажена компьютерная программа на языке Фортран, реализующая расчеты по предложенному алгоритму.

Ключевые слова: интегродифференциальное уравнение магнитостатики, цилиндрический магнетик, расчет магнитостатических полей.

CALCULATION OF THE MAGNETIC FIELD STRENGTH INSIDE AND OUTSIDE OF AN INFINITE CYLINDER PLACED IN AN ARBITRARY EXTERNAL FIELD

© 2024 V.V. Dyakin^{1,*}, O.V. Kudryashova^{1,*}, V.Y. Raevskii^{1,**}

*M.N. Mikheev Institute of Metal Physics of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences,
Yekaterinburg, 620108 Russia
E-mail: *kudryashova_ov@imp.uran.ru; **ravskii@mail.ru*

In the model of the infinite cylinder the formulas and the corresponding algorithm for finding the magnetic field strength inside and outside the homogeneous cylinder placed in the external magnetic field of arbitrary configuration are deduced. Testing the results of calculations on these formulas for their correspondence with known physical laws, as well as on their coincidence with well-known analytical answers in the limiting private cases of the forms of magnetics were carried out. A computer program in Fortran language has been compiled and debugged to implement calculations using the proposed algorithm.

Keywords: integrodifferential equation of magnetostatics, cylindrical magnet, magnetostatic field calculation.

DOI: 10.31857/S0130308224020038

1. ВВЕДЕНИЕ

Для решения многих практических задач из области магнетизма, например, задач неразрушающего магнитного контроля, актуальной является проблема создания обоснованных алгоритмов аналитического или численно-аналитического решения задач магнитостатики по вычислению напряженности результирующего поля применительно к магнитным телам различной формы, помещенным во внешнее магнитное поле произвольной конфигурации. Такие алгоритмы, позволяющие вычислять напряженность поля внутри и вне магнитного тела с гарантированной и контролируемой точностью, представляют собой как реальный практический интерес, так и пополняют базу алгоритмов точно решаемых (в указанном смысле) задач, которая необходима для тестирования известных пакетов универсальных программ (типа ELCUT, ANSYS, ELMER), формальное использование которых без всестороннего тестирования приводит ко многим проблемам. Подробному описанию недостатков этих программ и подводных камней при их использовании посвящена работа [1].

В статье авторов [2] предложен и обоснован подход, сводящий вычисление напряженности магнитного поля от однородного цилиндра конечных размеров, помещенного в произвольное внешнее поле, к решению некоторого количества систем трех одномерных линейных интегральных уравнений. В следующей работе [3] предложен численный алгоритм, основанный на дискретизации

указанных интегральных уравнений методом квадратур, а в качестве квадратурной формулы, приближенно заменяющей интегралы, выбрана формула средних прямоугольников, которая при разбиении используемого в указанных в дальнейшем интегральных уравнениях отрезка интегрирования $[0, 1]$ на m равных частей имеет вид:

$$\int_0^1 f(x)dx \approx \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m f(x_i), \quad (1)$$

где узлы квадратурной формулы выбираются в середине отрезков разбиения:

$$x_i = \frac{2i-1}{2m}, \quad i=1, \dots, m. \quad (2)$$

Указанный алгоритм успешно прошел различные тестовые проверки, описанные в [3], однако обнаружил и ряд недостатков, проявляющихся при расчетах в случае достаточно длинных цилиндров. Для дискретизации интегральных уравнений оказалось неудачным применение квадратурной формулы (1) с равномерным распределением узлов интегрирования (2) при больших значениях длины цилиндра из-за «нетривиального» поведения в этом случае соответствующих подынтегральных функций, что приводило к значительной потере точности результатов (ниже об этом подробнее).

Для преодоления этих недостатков при необходимости расчета напряженности результирующего поля внутри и вне достаточно длинного цилиндра предлагается не использовать описанный в [3] общий алгоритм, а использовать значительно более простые и более точные (в этой ситуации) формулы, полученные в модели бесконечного или полубесконечного цилиндра. Формулы для полубесконечного цилиндра предполагается применять в том случае, когда требуется вычисление напряженности поля в точке, достаточно близкой к плоскости одного из торцов длинного цилиндра. А формулы для бесконечного цилиндра — в случае, когда такая точка удалена от обеих торцевых плоскостей длинного цилиндра. Выводу и тестированию указанных формул для полубесконечного цилиндра посвящена наша статья [4]. В настоящей же работе аналогичное исследование проведено для модели бесконечного цилиндра. Существующие ограничения на объем статьи не позволяют сколько-нибудь подробно изложить достаточно громоздкие выкладки, приводящие к расчетным формулам. Поэтому при их выводе будет даваться направление выкладок и указываться способы преодоления возникающих на этом пути подводных камней в основном.

2. СХЕМА РАСЧЕТА НАПРЯЖЕННОСТИ ПОЛЯ РЕАКЦИИ КОНЕЧНОГО ЦИЛИНДРА

Для решения задач магнитостатики мы исходим из так называемого основного уравнения магнитостатики, которое в случае однородного магнетика с постоянной магнитной проницаемостью μ имеет вид:

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

Это трехмерное интегродифференциальное уравнение эквивалентно системе уравнений Максвелла для случая магнитостатики (см. [5, с. 17], [6, с. 149], [7—9]) и связывает искомую напряженность результирующего магнитного поля $\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \{H_x(\mathbf{r}), H_y(\mathbf{r}), H_z(\mathbf{r})\}$ в произвольной точке пространства $\mathbf{r} = (x, y, z)$ (не лежащей на границе магнетика) с напряженностью $\mathbf{H}^0(\mathbf{r}) = \{H_x^0(\mathbf{r}), H_y^0(\mathbf{r}), H_z^0(\mathbf{r})\}$ заданного поля внешнего источника. В уравнении (3) Ω есть область в пространстве R^3 , ограниченная поверхностью S и занятая исследуемым магнетиком с заданной постоянной магнитной проницаемостью μ .

Рассмотрим магнетик в форме прямого кругового цилиндра (см. рис. 1). Область Ω , занятая магнетиком, представляет собой прямой круговой цилиндр длины l с боковой поверхностью S_1 , ось которого совмещена с осью z , а нижнее и верхнее основания S_2 и S_3 суть круги радиуса R , расположенные в плоскостях с уравнениями $z = d$ и $z = d + l$ соответственно.

В нашей работе [2] разработана и обоснована методика нахождения так называемого поля реакции (магнетика) $\mathbf{H}^R(\mathbf{r}) := \mathbf{H}(\mathbf{r}) - \mathbf{H}^0(\mathbf{r})$, которая сводится к схеме, представленной ниже.

Цилиндрические координаты поля реакции $\mathbf{H}^R(r, \varphi, z) = \{H_r^R(r, \varphi, z), H_\varphi^R(r, \varphi, z), H_z^R(r, \varphi, z)\}$ в произвольной точке пространства с цилиндрическими координатами (r, φ, z) , не лежащей на поверхности магнетика $S = S_1 \cup S_2 \cup S_3$ или на его оси, вычисляются по формулам:

$$\begin{aligned}
H_r^R(r, \varphi, z) = & \sqrt{\pi}(\mu - 1) \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \cos n\varphi \left[t \int_0^1 a_n^{(1)}(z') \alpha_n(\bar{r}, 1, \bar{z} - tz') dz' + \int_0^1 a_n^{(2)}(r') \alpha_n(\bar{r}, r', \bar{z}) dr' + \right. \right. \\
& + \left. \int_0^1 a_n^{(3)}(r') \alpha_n(\bar{r}, r', \bar{z} - t) dr' \right] + \sin n\varphi \left[t \int_0^1 b_n^{(1)}(z') \alpha_n(\bar{r}, 1, \bar{z} - t \cdot z') dz' + \right. \\
& \left. + \int_0^1 b_n^{(2)}(r') \alpha_n(\bar{r}, r', \bar{z}) dr' + \int_0^1 b_n^{(3)}(r') \alpha_n(\bar{r}, r', \bar{z} - t) dr' \right] \Big\};
\end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned}
H_\varphi^R(r, \varphi, z) = & -\sqrt{\pi}(\mu - 1) \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \cos n\varphi \left[t \int_0^1 b_n^{(1)}(z') \beta_n(\bar{r}, 1, \bar{z} - tz') dz' + \int_0^1 b_n^{(2)}(r') \beta_n(\bar{r}, r', \bar{z}) dr' + \right. \right. \\
& + \left. \int_0^1 b_n^{(3)}(r') \beta_n(\bar{r}, r', \bar{z} - t) dr' \right] - \sin n\varphi \left[t \int_0^1 a_n^{(1)}(z') \beta_n(\bar{r}, 1, \bar{z} - t \cdot z') dz' + \right. \\
& \left. + \int_0^1 a_n^{(2)}(r') \beta_n(\bar{r}, r', \bar{z}) dr' + \int_0^1 a_n^{(3)}(r') \beta_n(\bar{r}, r', \bar{z} - t) dr' \right] \Big\};
\end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned}
H_z^R(r, \varphi, z) = & \sqrt{\pi}(\mu - 1) \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \cos n\varphi \left[t \int_0^1 a_n^{(1)}(z') \gamma_n(\bar{r}, 1, \bar{z} - tz') dz' + \int_0^1 a_n^{(2)}(r') \gamma_n(\bar{r}, r', \bar{z}) dr' + \right. \right. \\
& + \left. \int_0^1 a_n^{(3)}(r') \gamma_n(\bar{r}, r', \bar{z} - t) dr' \right] + \sin n\varphi \left[t \int_0^1 b_n^{(1)}(z') \gamma_n(\bar{r}, 1, \bar{z} - tz') dz' + \right. \\
& \left. + \int_0^1 b_n^{(2)}(r') \gamma_n(\bar{r}, r', \bar{z}) dr' + \int_0^1 b_n^{(3)}(r') \gamma_n(\bar{r}, r', \bar{z} - t) dr' \right] \Big\},
\end{aligned} \quad (6)$$

где приняты обозначения:

$$\bar{r} := \frac{r}{R}, \quad \bar{z} := \frac{z - d}{R}, \quad t := \frac{l}{R}; \quad (7)$$

$$\begin{aligned}
\alpha_n(a, b, q) := & \frac{(-1)^{n+1} b \delta(a, b, q)}{a \Gamma(n - \frac{1}{2})} \left\{ \left[a^2 - \frac{n(a^2 + b^2 + q^2)}{2n + 1} \right] P_{\frac{1}{2}}^n(\varepsilon(a, b, q)) + \right. \\
& \left. + \frac{2ab}{4n^2 - 1} P_{\frac{1}{2}}^{n+1}(\varepsilon(a, b, q)) \right\};
\end{aligned} \quad (8)$$

$$\beta_n(a, b, q) := \frac{(-1)^{n+1} n b \delta(a, b, q)}{a \Gamma(n - \frac{1}{2})} \left[\frac{a^2 + b^2 + q^2}{2n + 1} P_{\frac{1}{2}}^n(\varepsilon(a, b, q)) + \frac{4ab}{4n^2 - 1} P_{\frac{1}{2}}^{n+1}(\varepsilon(a, b, q)) \right]; \quad (9)$$

$$\gamma_n(a, b, q) := \frac{(-1)^{n+1} b q \delta(a, b, q)}{\Gamma(n - \frac{1}{2})} P_{\frac{1}{2}}^n(\varepsilon(a, b, q)). \quad (10)$$

В формулах (8)—(10):

$$\delta(a, b, q) = [(a^2 + b^2 + q^2)^2 - 4a^2 b^2]^{-\frac{3}{4}}, \quad \varepsilon(a, b, q) = \left[1 - \left(\frac{2ab}{a^2 + b^2 + q^2} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}}, \quad (11)$$

$P_{\frac{1}{2}}^n(\cdot)$ — присоединенная функция Лежандра [10]; $\Gamma(\cdot)$ — гамма-функция.

Функции $\{a_n^{(1)}(z), a_n^{(2)}(r), a_n^{(3)}(r)\}_{n=0}^{\infty}$ в (4)—(6) для каждого $n = 0, 1, 2, \dots$ являются решением системы следующих одномерных линейных интегральных уравнений:

$$a_n^{(1)}(z) - 2\lambda\sqrt{\pi} \left[t \int_0^1 a_n^{(1)}(z') \alpha_n(1, 1, t(z-z')) dz' + \int_0^1 a_n^{(2)}(r') \alpha_n(1, r', tz) dr' + \right. \\ \left. + \int_0^1 a_n^{(3)}(r') \alpha_n(1, r', t(1-z)) dr' \right] = \frac{2}{\mu+1} a_n^{(01)}(z); \quad (12)$$

$$a_n^{(2)}(r) - 2\lambda\sqrt{\pi} \left[t \int_0^1 a_n^{(1)}(z') \gamma_n(r, 1, tz') dz' + \int_0^1 a_n^{(3)}(r') \gamma_n(r, r', t) dr' \right] = \frac{2}{\mu+1} a_n^{(02)}(r); \quad (13)$$

$$a_n^{(3)}(r) - 2\lambda\sqrt{\pi} \left[t \int_0^1 a_n^{(1)}(z') \gamma_n(r, 1, t(1-z')) dz' + \int_0^1 a_n^{(2)}(r') \gamma_n(r, r', t) dr' \right] = \frac{2}{\mu+1} a_n^{(03)}(r). \quad (14)$$

Функции $\{b_n^{(1)}(z), b_n^{(2)}(r), b_n^{(3)}(r)\}_{n=1}^{\infty}$ в (4)—(6) для каждого $n = 1, 2, \dots$ есть решение аналогичной системы одномерных линейных интегральных уравнений:

$$b_n^{(1)}(z) - 2\lambda\sqrt{\pi} \left[t \int_0^1 b_n^{(1)}(z') \alpha_n(1, 1, t(z-z')) dz' + \int_0^1 b_n^{(2)}(r') \alpha_n(1, r', tz) dr' + \right. \\ \left. + \int_0^1 b_n^{(3)}(r') \alpha_n(1, r', t(1-z)) dr' \right] = \frac{2}{\mu+1} b_n^{(01)}(z); \quad (15)$$

$$b_n^{(2)}(r) - 2\lambda\sqrt{\pi} \left[t \int_0^1 b_n^{(1)}(z') \gamma_n(r, 1, tz') dz' + \int_0^1 b_n^{(3)}(r') \gamma_n(r, r', t) dr' \right] = \frac{2}{\mu+1} b_n^{(02)}(r); \quad (16)$$

$$b_n^{(3)}(r) - 2\lambda\sqrt{\pi} \left[t \int_0^1 b_n^{(1)}(z') \gamma_n(r, 1, t(1-z')) dz' + \int_0^1 b_n^{(2)}(r') \gamma_n(r, r', t) dr' \right] = \frac{2}{\mu+1} b_n^{(03)}(r). \quad (17)$$

В системах (12)—(14) и (15)—(17) параметр $\lambda = (\mu - 1)/(\mu + 1)$, а сами системы отличаются только правыми частями и обозначениями искомых функций. Функции в правых частях этих систем $\{a_n^{(01)}(z), a_n^{(02)}(r), a_n^{(03)}(r)\}_{n=0}^{\infty}$ и $\{b_n^{(01)}(z), b_n^{(02)}(r), b_n^{(03)}(r)\}_{n=1}^{\infty}$ выражаются через декартовы компоненты напряженности заданного поля внешних источников $\mathbf{H}^0(x, y, z) = \{H_x^0(x, y, z), H_y^0(x, y, z), H_z^0(x, y, z)\}$ следующим образом:

$$a_n^{(01)}(z) = h_n \int_{-\pi}^{\pi} \left[H_x^0(R \cos \varphi, R \sin \varphi, lz + d) \cos \varphi + H_y^0(R \cos \varphi, R \sin \varphi, lz + d) \sin \varphi \right] \cos n\varphi d\varphi; \quad (18)$$

$$a_n^{(02)}(r) = -h_n \int_{-\pi}^{\pi} H_z^0(Rr \cos \varphi, Rr \sin \varphi, d) \cos n\varphi d\varphi; \quad (19)$$

$$a_n^{(03)}(r) = h_n \int_{-\pi}^{\pi} H_z^0(Rr \cos \varphi, Rr \sin \varphi, d + l) \cos n\varphi d\varphi; \quad (20)$$

$$b_n^{(01)}(z) = h_n \int_{-\pi}^{\pi} \left[H_x^0(R \cos \varphi, R \sin \varphi, lz + d) \cos \varphi + H_y^0(R \cos \varphi, R \sin \varphi, lz + d) \sin \varphi \right] \sin n\varphi \, d\varphi; \quad (21)$$

$$b_n^{(02)}(r) = -h_n \int_{-\pi}^{\pi} H_z^0(Rr \cos \varphi, Rr \sin \varphi, d) \sin n\varphi \, d\varphi; \quad (22)$$

$$b_n^{(03)}(r) = h_n \int_{-\pi}^{\pi} H_z^0(Rr \cos \varphi, Rr \sin \varphi, d + l) \sin n\varphi \, d\varphi. \quad (23)$$

В формулах (18)—(23):

$$z, r \in (0, 1), n = 0, 1, 2, \dots, h_0 := 1/2\pi, h_n := 1/\pi, n = 1, 2, \dots \quad (24)$$

В часто встречаемом случае постоянного в окрестности цилиндра внешнего поля $\mathbf{H}^0 = \{H_x^0, H_y^0, H_z^0\} = \text{const}$ формулы (18)—(23) очевидным образом упрощаются:

$$a_0^{(01)} = 0, \quad a_1^{(01)} = H_x^0, \quad b_1^{(01)} = H_y^0, \quad a_n^{(01)} = b_n^{(01)} = 0, \quad n = 2, 3, \dots; \quad (25)$$

$$a_0^{(02)} = -H_z^0, \quad a_0^{(03)} = H_z^0, \quad a_n^{(02)} = b_n^{(02)} = a_n^{(03)} = b_n^{(03)} = 0, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (26)$$

Поэтому для $n = 2, 3, \dots$ системы (12)—(14) и (15)—(17) являются однородными с нулевыми решениями соответственно, а потому в формулах напряженности поля реакции (4)—(6) ненулевыми могут быть только функции $\{a_0^{(1)}(z), a_0^{(2)}(r), a_0^{(3)}(r)\}$ — решение системы (14)—(16) для $n = 0$, $\{a_1^{(1)}(z), a_1^{(2)}(r), a_1^{(3)}(r)\}$ — решение этой системы для $n = 1$, а $\{b_1^{(1)}(z), b_1^{(2)}(r), b_1^{(3)}(r)\}$ — решение системы (17)—(19) для $n = 1$ с правыми частями в соответствии с (25), (26). Следовательно, в случае $\mathbf{H}^0 = \text{const}$ ряды в формулах напряженности (4)—(6) обрываются на первом или втором слагаемом.

Для расчета декартовых координат поля реакции $\mathbf{H}^R(\mathbf{r})$ в точках $\mathbf{r} = (0, 0, z)$ на оси цилиндра (внутри или вне его, т.е. z либо внутри интервала $(d, d + l)$, либо вне отрезка $[d, d + l]$), помещенного в произвольное внешнее поле $\mathbf{H}^0(\mathbf{r})$, в работе [2] получены следующие расчетные формулы:

$$H_x^R(0, 0, z) = -\frac{\mu - 1}{4} \left\{ t \int_0^1 a_1^{(1)}(z') [1 + (\bar{z} - tz')^2]^{-3/2} dz' + \int_0^1 a_1^{(2)}(r') r'^2 (r'^2 + \bar{z}^2)^{-3/2} dr' + \int_0^1 a_1^{(3)}(r') r'^2 [r'^2 + (\bar{z} - t)^2]^{-3/2} dr' \right\}; \quad (27)$$

$$H_y^R(0, 0, z) = -\frac{\mu - 1}{4} \left\{ t \int_0^1 b_1^{(1)}(z') [1 + (\bar{z} - tz')^2]^{-3/2} dz' + \int_0^1 b_1^{(2)}(r') r'^2 (r'^2 + \bar{z}^2)^{-3/2} dr' + \int_0^1 b_1^{(3)}(r') r'^2 [r'^2 + (\bar{z} - t)^2]^{-3/2} dr' \right\}; \quad (28)$$

$$H_z^R(0, 0, z) = \frac{\mu - 1}{2} \left\{ t \int_0^1 a_0^{(1)}(z') (\bar{z} - t \cdot z') [1 + (\bar{z} - tz')^2]^{-3/2} dz' + \bar{z} \int_0^1 a_0^{(2)}(r') r' (r'^2 + \bar{z}^2)^{-3/2} dr' + (\bar{z} - t) \int_0^1 a_0^{(3)}(r') r' [r'^2 + (\bar{z} - t)^2]^{-3/2} dr' \right\}, \quad (29)$$

где функции $\{a_0^{(1)}(z), a_0^{(2)}(r), a_0^{(3)}(r)\}$, $\{a_1^{(1)}(z), a_1^{(2)}(r), a_1^{(3)}(r)\}$, $\{b_1^{(1)}(z), b_1^{(2)}(r), b_1^{(3)}(r)\}$ суть решения систем (14)—(16) и (17)—(19) с правыми частями (18)—(23) с соответствующим значением индекса n .

3. НАПРЯЖЕННОСТЬ ПОЛЯ РЕАКЦИИ БЕСКОНЕЧНОГО ЦИЛИНДРА

В ходе тестовых расчетов поля реакции от однородного цилиндра конечной длины по общим формулам (4)—(6), (12)—(17) и (27)—(29) выявились существенные недостатки численной реализации расчетов по этим формулам в подходе [3], основанном на дискретизации входящих в эти формулы интегралов квадратурной формулой средних прямоугольников (1) с равномерным распределением узлов интегрирования (2). Оказалось, что этот подход дает большую погрешность результата в случае достаточно длинных цилиндров, что привело к необходимости получения для этого случая более простых и более точных асимптотических формул расчета поля реакции, что и реализовано в работе [4] и настоящей работе. Численные эксперименты и анализ расчетных формул в [3] выявил причину такого роста погрешности при увеличении длины цилиндра. Оказалось, что подынтегральная функция в некоторых интегралах выписанных выше расчетных формул при большой длине l цилиндра почти на всем отрезке интегрирования $[0, 1]$ принимает практически нулевые значения, однако имеет очень большой всплеск на очень узком отрезке с началом в нуле (чем больше l , тем уже этот отрезок и тем выше всплеск). А потому при использовании для приближенного вычисления этого интеграла квадратурной формул (1), (2) с равноотстоящими узлами при больших l основная масса узлов попадает на «нулевой» участок, а на «несущий» узкий участок попадает один-два (иногда ни одного) узла, а потому интеграл получается практически нулевым, что не соответствует его истинному значению (более подробно эта ситуация разобрана в [4]). В связи с этим для поддержания достаточной точности расчетов при использовании квадратурных формул (1), (2) с равноотстоящими узлами с ростом длины цилиндра приходилось значительно увеличивать число разбиений m (до нескольких тысяч) в (1). Это приводило к резкому увеличению порядка (равному $3m$) систем линейных уравнений, получаемых при дискретизации интегральных уравнений (12)—(14), (15)—(17), что, в свою очередь, влекло ужесточение требований к объему памяти используемого компьютера и, что наиболее важно, к увеличению числа обусловленности этих систем, тем самым неконтролируемо увеличивало ошибки в их решениях.

Полубесконечным цилиндром мы считаем предельную форму конечного цилиндра, нижнее основание которого S_2 остается в плоскости $z = d$, а его длина $l \rightarrow +\infty$. Бесконечным же цилиндром мы считаем предельную форму конечного цилиндра, симметричного относительно координатной плоскости xOy , нижнее основание которого S_2 лежит в плоскости $z = -l/2$ (т.е. параметр $d = -l/2$), верхнее основание S_3 в плоскости $z = d + l = l/2$ соответственно, а длина цилиндра $l \rightarrow +\infty$. Для получения формул напряженности поля реакции бесконечного цилиндра необходимо перейти к пределу $l \rightarrow +\infty$ (эквивалентно $t = l/R \rightarrow +\infty$) в формулах конечного цилиндра (4)—(6), (12)—(23), (27)—(29) с учетом $d = -l/2$. Однако некоторые определенные интегралы по отрезку $[0, 1]$ в этих формулах являются несобственными (второго рода — от неограниченных функций), что делает невозможным непосредственный переход к такому пределу под знаком интеграла. Опишем неоднократно используемый в дальнейшем прием (назовем его «прием (*)»), позволяющий для вычисления такого предела выразить несобственный интеграл через собственный. Этот прием также неоднократно применялся в программной реализации предлагаемого алгоритма, поскольку стандартные квадратурные формулы могут применяться только к собственным интегралам.

Прием (*). Пусть имеется несобственный интеграл второго рода вида $\int_0^1 g(x)f(x)dx$, причем функция $g(x)$ достаточно гладкая на $[0, 1]$, а $f(x) \rightarrow \infty$ — при $x \rightarrow b \in [0, 1]$ (но эта особенность интегрируемая). Тогда, вычитая и добавляя $g(b)$, получаем:

$$\int_0^1 g(x)f(x)dx = \int_0^1 [g(x) - g(b)]f(x)dx + g(b) \int_0^1 f(x)dx. \quad (30)$$

Первый интеграл в правой части (30) является собственным, поскольку подынтегральное выражение можно представить в виде $[(g(x) - g(b))/(x - b)](x - b)f(x)$, при $x \rightarrow b$ дробь имеет пределом конечную производную $g'(b)$, а $(x - b)f(x) \rightarrow 0$, так как особенность в $f(x)$ интегрируема. Что касается несобственного интеграла $\int_0^1 f(x)dx$ в правой части (30), то либо он может быть вычислен аналитически, либо, в противном случае, выделением порядка особенности в $f(x)$ подбирается

простая (в смысле аналитической интегрируемости) функция $p(x)$, такая, что $f(x) = p(x) + O(1)$ при $x \rightarrow b$. Тогда

$$\int_0^1 f(x) dx = \int_0^1 (f(x) - p(x)) dx + \int_0^1 p(x) dx, \quad (31)$$

причем первый интеграл в правой части особенности не имеет, а второй вычисляется аналитически.

Для получения формул напряженности поля реакции для бесконечного цилиндра необходимо в соответствующих формулах (4)—(6) для конечного цилиндра перейти к пределу $l \rightarrow +\infty$ с учетом $d = -l/2$. Прежде всего получим «предельный» вид функций $\{a_n^{(1)}(z), a_n^{(2)}(r), a_n^{(3)}(r)\}_{n=0}^{\infty}$ и $\{b_n^{(1)}(z), b_n^{(2)}(r), b_n^{(3)}(r)\}_{n=1}^{\infty}$ в этих формулах как решение «предельных» систем, полученных переходом к пределу $l \rightarrow +\infty$ (с учетом $d = -l/2$) в правых и левых частях систем (12)—(14) и (15)—(17). Следующий вид таких систем из (12)—(14) был получен нами с использованием правила (*) в работе [4]:

$$a_n^{(1)}(z) - 2\lambda\sqrt{\pi}A_n a_n^{(1)}(z) = \frac{2}{\mu+1} a_n^{(01)}(z); \quad (32)$$

$$a_n^{(2)}(r) = \frac{2}{\mu+1} a_n^{(02)}(r), \quad a_n^{(3)}(r) = \frac{2}{\mu+1} a_n^{(03)}(r), \quad (33)$$

где числа

$$A_n := 2 \int_0^{+\infty} \alpha_n(1, 1, x) dx, \quad A_0 = 0,282095299\dots, \quad A_1 = A_2 = \dots = 0. \quad (34)$$

Из (32), (33) получаем, что решения полученных из (12)—(14) предельных систем имеют вид:

$$a_n^{(1)}(z) = \frac{2a_n^{(01)}(z)}{(\mu+1)(1-2\lambda\sqrt{\pi}A_n)}, \quad a_n^{(2)}(r) = \frac{2a_n^{(02)}(r)}{\mu+1}, \quad a_n^{(3)}(r) = \frac{2a_n^{(03)}(r)}{\mu+1}, \quad (35)$$

$n = 0, 1, 2, \dots$. Функции $a_n^{(01)}(z)$, $a_n^{(02)}(r)$, $a_n^{(03)}(r)$ в (32), (33) и (35) суть предельные значения этих функций, фигурирующих в правых частях систем (12)—(14). Переходя в формулах (18)—(20) к пределу $l \rightarrow +\infty$ при $d = -l/2$, получаем следующий явный вид функций $a_n^{(01)}(z)$, $a_n^{(02)}(r)$, $a_n^{(03)}(r)$ в (35):

$$a_n^{(01)}(z) = h_n \int_{-\pi}^{\pi} [H_x^0(R \cos \varphi, R \sin \varphi, +\infty) \cos \varphi + H_y^0(R \cos \varphi, R \sin \varphi, +\infty) \sin \varphi] \cos n\varphi d\varphi \quad (36)$$

для $z \in (\frac{1}{2}, 1)$;

$$a_n^{(01)}(z) = h_n \int_{-\pi}^{\pi} [H_x^0(R \cos \varphi, R \sin \varphi, -\infty) \cos \varphi + H_y^0(R \cos \varphi, R \sin \varphi, -\infty) \sin \varphi] \cos n\varphi d\varphi \quad (37)$$

для $z \in (0, \frac{1}{2})$.

Далее:

$$a_n^{(02)}(r) = -h_n \int_{-\pi}^{\pi} H_z^0(Rr \cos \varphi, Rr \sin \varphi, -\infty) \cos n\varphi d\varphi, \quad r \in (0, 1); \quad (38)$$

$$a_n^{(03)}(r) = h_n \int_{-\pi}^{\pi} H_z^0(Rr \cos \varphi, Rr \sin \varphi, +\infty) \cos n\varphi d\varphi, \quad r \in (0, 1), \quad (39)$$

где $n = 0, 1, 2, \dots$, введено обозначение $f(x, y, \pm\infty) := \lim_{z \rightarrow \pm\infty} f(x, y, z)$, а числа h_n введены в (24).

Аналогично решение предельных систем, полученных из (15)—(17) при $l \rightarrow +\infty$, с учетом (34) имеет вид:

$$b_n^{(1)}(z) = \frac{2b_n^{(01)}(z)}{\mu + 1}, \quad b_n^{(2)}(r) = \frac{2b_n^{(02)}(r)}{\mu + 1}, \quad b_n^{(3)}(r) = \frac{2b_n^{(03)}(r)}{\mu + 1}, \quad n = 1, 2, \dots, \quad (40)$$

где в правых частях стоят функции:

$$b_n^{(01)}(z) = h_n \int_{-\pi}^{\pi} [H_x^0(R \cos \varphi, R \sin \varphi, +\infty) \cos \varphi + H_y^0(R \cos \varphi, R \sin \varphi, +\infty) \sin \varphi] \sin n\varphi \, d\varphi \quad (41)$$

для $z \in (\frac{1}{2}, 1)$;

$$b_n^{(01)}(z) = h_n \int_{-\pi}^{\pi} [H_x^0(R \cos \varphi, R \sin \varphi, -\infty) \cos \varphi + H_y^0(R \cos \varphi, R \sin \varphi, -\infty) \sin \varphi] \sin n\varphi \, d\varphi \quad (42)$$

для $z \in (0, \frac{1}{2})$.

Далее:

$$b_n^{(02)}(r) = -h_n \int_{-\pi}^{\pi} H_z^0(Rr \cos \varphi, Rr \sin \varphi, -\infty) \sin n\varphi \, d\varphi; \quad (43)$$

$$b_n^{(03)}(r) = h_n \int_{-\pi}^{\pi} H_z^0(Rr \cos \varphi, Rr \sin \varphi, +\infty) \sin n\varphi \, d\varphi. \quad (44)$$

В случае постоянного в окрестности цилиндра внешнего поля $\mathbf{H}^0 = \{H_x^0, H_y^0, H_z^0\} = \text{const}$ формулы (36)—(39) и (41)—(44) снова переходят в простые формулы (25), (26), подстановка которых в (35) и (40) дает следующие решения предельных систем для бесконечного цилиндра:

$$a_0^{(1)}(z) = 0, \quad a_0^{(2)}(r) = -\frac{2}{\mu + 1} H_z^0, \quad a_0^{(3)}(r) = \frac{2}{\mu + 1} H_z^0, \quad a_1^{(1)}(z) = \frac{2}{\mu + 1} H_x^0; \quad (45)$$

$$a_1^{(2)}(r) = a_1^{(3)}(r) = 0, \quad a_n^{(1)}(z) = a_n^{(2)}(r) = a_n^{(3)}(r) = 0, \quad n = 2, 3, \dots; \quad (46)$$

$$b_1^{(1)}(z) = \frac{2}{\mu + 1} H_y^0, \quad b_1^{(2)}(r) = b_1^{(3)}(r) = 0; \quad (47)$$

$$b_n^{(1)}(z) = b_n^{(2)}(r) = b_n^{(3)}(r) = 0, \quad n = 2, 3, \dots \quad (48)$$

Получим формулы для поля реакции на оси бесконечного цилиндра, переходя к пределу $l \rightarrow +\infty$ (эквивалентно $t \rightarrow +\infty$) в формулах (27)—(29), предварительно положив в них $d = -l/2$. Первое слагаемое в фигурных скобках (27) при $d = -l/2$ можно представить в виде:

$$\int_0^1 a_1^{(1)}(z') t \left\{ 1 + \left[t(z' - \frac{1}{2}) - \hat{z} \right]^2 \right\}^{-3/2} dz', \quad (49)$$

где обозначено $\hat{z} := z/R$. Ядро этого интеграла $t \left\{ 1 + \left[t(z' - \frac{1}{2}) - \hat{z} \right]^2 \right\}^{-3/2}$ при $z = 1/2$ имеет пределом бесконечность при $t \rightarrow +\infty$, а потому формальный переход к пределу под знаком интеграла некорректен. Функция $a_1^{(1)}(z')$ в (49), согласно (35)—(37), представляется различными аналитическими формулами по разные стороны от $z' = 1/2$ и может быть разрывной в этой точке. По этой причине разобьем определенный интеграл (49) по интервалу $(0, 1)$ на сумму двух интегралов по интервалам $(0, 1/2)$ и $(1/2, 1)$, в каждом сделаем замены переменных интегрирования $x = 1/2 - z'$ и $x = z' - 1/2$ соответственно, в результате чего интеграл (49) представляется в виде:

$$\int_0^{1/2} \frac{a_1^{(1)}(\frac{1}{2}-x)tdx}{[1+(tx+\hat{z})^2]^{3/2}} + \int_0^{1/2} \frac{a_1^{(1)}(\frac{1}{2}+x)tdx}{[1+(tx-\hat{z})^2]^{3/2}}. \quad (50)$$

Оба интеграла в (50) суть интегралы вида:

$$A(t,b) := \int_0^{1/2} \frac{a(x)tdx}{[1+(tx-b)^2]^{3/2}}. \quad (51)$$

Причем для первого интеграла в (50) будет $a(x) = a_1^{(1)}(\frac{1}{2}-x)$, $b = -\hat{z}$, а для второго — $a(x) = a_1^{(1)}(\frac{1}{2}+x)$, $b = \hat{z}$. Найдем предел интеграла вида (51) при $t \rightarrow +\infty$. Ядро этого интеграла на левом конце интервала интегрирования $x = 0$ имеет пределом бесконечность при $t \rightarrow +\infty$, а потому формальный переход к пределу под знаком интеграла снова некорректен. Преобразуем этот интеграл аналогично приему (30), введя для дальнейшего стандартные обозначения для односторонних пределов $f(a \pm 0) := \lim_{x \rightarrow a \pm 0} f(x)$, $f(\pm 0) := \lim_{x \rightarrow 0 \pm 0} f(x)$:

$$A(t,b) = \int_0^{1/2} \frac{[a(x) - a(+0)]tdx}{[1+(tx-b)^2]^{3/2}} + a(+0) \int_0^{1/2} \frac{tdx}{[1+(tx-b)^2]^{3/2}}. \quad (52)$$

Подынтегральная функция первого интеграла в (52) равномерно по x идет к нулю при $t \rightarrow +\infty$, зануляя предел первого интеграла, а второй интеграл вычисляется аналитически. Поэтому

$$\lim_{t \rightarrow +\infty} A(t,b) = 0 + a(+0) \lim_{t \rightarrow +\infty} \frac{tx-b}{\sqrt{1+(tx-b)^2}} \Big|_0^{1/2} = a(+0) \left(1 + \frac{b}{\sqrt{1+b^2}} \right). \quad (53)$$

Учитывая (50), (51) и (53) получаем выражение для предела при $t \rightarrow +\infty$ первого слагаемого (49) в (27) при $d = -l/2$:

$$\lim_{t \rightarrow +\infty} t \int_0^1 \frac{a_1^{(1)}(z')dz'}{\left\{ 1 + \left[t(z' - \frac{1}{2}) - \hat{z} \right]^2 \right\}^{3/2}} = a_1^{(1)}(\frac{1}{2}-0) + a_1^{(1)}(\frac{1}{2}+0) + \frac{\hat{z}}{\sqrt{1+\hat{z}^2}} \left[a_1^{(1)}(\frac{1}{2}+0) - a_1^{(1)}(\frac{1}{2}-0) \right]. \quad (54)$$

Второй интеграл в фигурных скобках (27) при $d = -l/2$ имеет вид $\int_0^1 a_1^{(2)}(r')r'^2 \left[r'^2 + (\hat{z} + \frac{1}{2}t)^2 \right]^{-3/2} dr'$. Несложно показать равномерное по r' стремление к нулю при $t \rightarrow +\infty$ ядра этого интеграла, что зануляет предел всего интеграла. Аналогично обосновывается стремление к нулю при $t \rightarrow +\infty$ третьего интеграла в фигурных скобках (27) с учетом $d = -l/2$. В результате из (27) получаем формулу для x -компоненты напряженности поля реакции на оси бесконечного цилиндра:

$$H_x^R(0,0,z) = -\frac{\mu-1}{4} \left\{ a_1^{(1)}(\frac{1}{2}-0) + a_1^{(1)}(\frac{1}{2}+0) + \frac{\hat{z}}{\sqrt{1+\hat{z}^2}} \left[a_1^{(1)}(\frac{1}{2}+0) - a_1^{(1)}(\frac{1}{2}-0) \right] \right\}. \quad (55)$$

Формула (28) для y -компоненты напряженности поля реакции на оси цилиндра полностью аналогична формуле (27) для x -компоненты, а потому из (55) получаем для y -компоненты напряженности поля реакции на оси бесконечного цилиндра:

$$H_y^R(0,0,z) = -\frac{\mu-1}{4} \left\{ b_1^{(1)}\left(\frac{1}{2}-0\right) + b_1^{(1)}\left(\frac{1}{2}+0\right) + \frac{\hat{z}}{\sqrt{1+\hat{z}^2}} \left[b_1^{(1)}\left(\frac{1}{2}+0\right) - b_1^{(1)}\left(\frac{1}{2}-0\right) \right] \right\}. \quad (56)$$

Вывод формулы для z -компоненты напряженности поля реакции на оси бесконечного цилиндра переходом к пределу $t \rightarrow +\infty$ в (29) при $d = -l/2$ аналогичен выводу формулы для x -компоненты: первый интеграл в (29) разбивается на сумму двух однотипных интегралов, каждый из которых обрабатывается по той же схеме, что и при выводе формулы x -компоненты, а два других интеграла в пределе дают ноль. В результате получаем для z -компоненты напряженности поля реакции на оси бесконечного цилиндра

$$H_z^R(0,0,z) = \frac{\mu-1}{2} \left[a_0^{(1)}\left(\frac{1}{2}-0\right) - a_0^{(1)}\left(\frac{1}{2}+0\right) \right] \frac{1}{\sqrt{1+\hat{z}^2}}. \quad (57)$$

Выразим компоненты поля реакции (55)–(57) через известные функции (36), (37), (41), (42), определяемые заданным внешним полем $\mathbf{H}^0(x, y, z)$. Учитывая (35) и (40), получаем:

$$H_x^R(0,0,z) = -\frac{\lambda}{2} \left\{ a_1^{(01)}\left(\frac{1}{2}-0\right) + a_1^{(01)}\left(\frac{1}{2}+0\right) + \frac{\hat{z}}{\sqrt{1+\hat{z}^2}} \left[a_1^{(01)}\left(\frac{1}{2}+0\right) - a_1^{(01)}\left(\frac{1}{2}-0\right) \right] \right\}; \quad (58)$$

$$H_y^R(0,0,z) = -\frac{\lambda}{2} \left\{ b_1^{(01)}\left(\frac{1}{2}-0\right) + b_1^{(01)}\left(\frac{1}{2}+0\right) + \frac{\hat{z}}{\sqrt{1+\hat{z}^2}} \left[b_1^{(01)}\left(\frac{1}{2}+0\right) - b_1^{(01)}\left(\frac{1}{2}-0\right) \right] \right\}; \quad (59)$$

$$H_z^R(0,0,z) = \frac{\lambda}{1-2\lambda\sqrt{\pi A_0}} \left[a_0^{(01)}\left(\frac{1}{2}-0\right) - a_0^{(01)}\left(\frac{1}{2}+0\right) \right] \frac{1}{\sqrt{1+\hat{z}^2}}. \quad (60)$$

Согласно (36), (37), (41), (42), числа $a_0^{(01)}(\frac{1}{2}-0)$, $a_1^{(01)}(\frac{1}{2}-0)$, $b_1^{(01)}(\frac{1}{2}-0)$ суть правые части формул (37) при $n = 0$, $n = 1$ и (42) при $n = 1$, а числа $a_0^{(01)}(\frac{1}{2}+0)$, $a_1^{(01)}(\frac{1}{2}+0)$, $b_1^{(01)}(\frac{1}{2}+0)$ — это правые части формул (36) при $n = 0$, $n = 1$ и (41) при $n = 1$.

В случае постоянного в окрестности цилиндра внешнего поля $\mathbf{H}^0 = \{H_x^0, H_y^0, H_z^0\} = \text{const}$ из (58)–(60), (25), (26) получаем следующие формулы поля реакции на оси бесконечного цилиндра:

$$H_x^R(0,0,z) = -\lambda H_x^0, \quad H_y^R(0,0,z) = -\lambda H_y^0, \quad H_z^R(0,0,z) = 0, \quad (61)$$

что согласуется с аналогичными формулами в [11, с. 339].

Получим формулы напряженности поля реакции бесконечного цилиндра (вне и внутри, но не на его поверхности и не на оси), для чего перейдем к пределу $l \rightarrow +\infty$ (т.е. $t = l/R \rightarrow +\infty$) в формулах (4)–(6) для напряженности поля реакции конечного цилиндра, предварительно положив в них $d = -l/2$. Дальнейшие выкладки практически полностью повторяют схему получения формул (58)–(60) для напряженности поля реакции на оси бесконечного цилиндра, поэтому пояснения будут краткими. Первый интеграл формулы (4) $\int_0^1 a_n^{(1)}(z') \alpha_n(\bar{r}, 1, \bar{z} - tz') dz'$ при $d = -l/2$ представляется суммой интегралов:

$$B\left(a_n^{(1)}\left(\frac{1}{2}-x\right), t, -\hat{z}\right) + B\left(a_n^{(1)}\left(\frac{1}{2}+x\right), t, \hat{z}\right), \quad (62)$$

где обозначено

$$B(a(x), t, b) := \int_0^{1/2} a(x) t \alpha_n(\bar{r}, 1, tx - b) dx. \quad (63)$$

При $x = 0$ и $t \rightarrow +\infty$ ядро этого интеграла $t\alpha_n(\bar{r}, 1, tx - b) \rightarrow \infty$, а потому, снова выделяя эту особенность с использованием приема (*), имеем для интеграла (63):

$$B(a(x), t, b) := \int_0^{1/2} (a(x) - a(+0)) t \alpha_n(\bar{r}, 1, tx - b) dx + a(+0) t \int_0^{1/2} \alpha_n(\bar{r}, 1, tx - b) dx. \quad (64)$$

Можно показать, что $\alpha_n(\bar{r}, 1, q)$ при $q \rightarrow +\infty$ убывает не медленнее, чем $1/q^3$, а потому подынтегральная функция в первом интеграле (64) при $t \rightarrow +\infty$ равномерно по x идет к нулю, зануляя весь этот интеграл. Для второго слагаемого в (64), делая замену переменной в интеграле $y = tx - b$ и затем переходя к пределу $t \rightarrow +\infty$, получим $a(+0) \int_{-\hat{z}}^{+\infty} \alpha_n(\bar{r}, 1, x) dx$. С учетом (62) и полученных предельных значений предел при $t \rightarrow +\infty$ первого интеграла $t \int_0^1 a_n^{(1)}(z') \alpha_n(\bar{r}, 1, \bar{z} - tz') dz'$ формулы (4) при $d = -l/2$ равен:

$$a_n^{(1)}\left(\frac{1}{2} - 0\right) \int_{\hat{z}}^{+\infty} \alpha_n(\bar{r}, 1, x) dx + a_n^{(1)}\left(\frac{1}{2} + 0\right) \int_{-\hat{z}}^{+\infty} \alpha_n(\bar{r}, 1, x) dx. \quad (65)$$

Второй интеграл $\int_0^1 a_n^{(2)}(r') \alpha_n(\bar{r}, r', \bar{z}) dr'$ при $d = -l/2$ имеет вид $\int_0^1 a_n^{(2)}(r') \alpha_n(\bar{r}, r', \hat{z} + t/2) dr'$. Поскольку его ядро $\alpha_n(\bar{r}, r', q)$ при $q \rightarrow +\infty$ убывает не медленнее, чем $1/q^3$, то подынтегральная функция при $t \rightarrow +\infty$ равномерно по r' идет к нулю, зануляя весь этот интеграл. Аналогично при $d = -l/2$ третий интеграл в (4) $\int_0^1 a_n^{(3)}(r') \alpha_n(\bar{r}, r', \hat{z} - t/2) dr'$ по тем же причинам зануляется при $t \rightarrow +\infty$.

Следующая тройка интегралов в (4) полностью аналогична предыдущей, а потому имеет те же пределы при $t \rightarrow +\infty$. В результате получаем следующую формулу для r -компоненты напряженности поля реакции бесконечного цилиндра внутри и вне его (но не на его поверхности и оси):

$$\begin{aligned} H_r^R(r, \varphi, z) = & 2\sqrt{\pi}\lambda \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{1 - 2\sqrt{\pi}\lambda A_n} \{ [a_n^{(01)}\left(\frac{1}{2} - 0\right) \int_{\hat{z}}^{+\infty} \alpha_n(\bar{r}, 1, x) dx + \\ & + a_n^{(01)}\left(\frac{1}{2} + 0\right) \int_{-\infty}^{\hat{z}} \alpha_n(\bar{r}, 1, x) dx] \cos n\varphi + \\ & + [b_n^{(01)}\left(\frac{1}{2} - 0\right) \int_{\hat{z}}^{+\infty} \alpha_n(\bar{r}, 1, x) dx + b_n^{(01)}\left(\frac{1}{2} + 0\right) \int_{-\infty}^{\hat{z}} \alpha_n(\bar{r}, 1, x) dx] \sin n\varphi \}. \end{aligned} \quad (66)$$

По той же схеме ищутся пределы при $t \rightarrow +\infty$ в формулах (5) и (6) (при $d = -l/2$) для φ - и z -компонент напряженности поля реакции, в результате чего получаются следующие формулы этих компонент для бесконечного цилиндра внутри и вне его (но не на его поверхности и оси):

$$\begin{aligned} H_\varphi^R(r, \varphi, z) = & -2\sqrt{\pi}\lambda \sum_{n=1}^{\infty} \{ [b_n^{(01)}\left(\frac{1}{2} - 0\right) \int_{\hat{z}}^{+\infty} \beta_n(\bar{r}, 1, x) dx + \\ & + b_n^{(01)}\left(\frac{1}{2} + 0\right) \int_{-\infty}^{\hat{z}} \beta_n(\bar{r}, 1, x) dx] \cos n\varphi - \\ & - [a_n^{(01)}\left(\frac{1}{2} - 0\right) \int_{\hat{z}}^{+\infty} \beta_n(\bar{r}, 1, x) dx + a_n^{(01)}\left(\frac{1}{2} + 0\right) \int_{-\infty}^{\hat{z}} \beta_n(\bar{r}, 1, x) dx] \sin n\varphi \}, \end{aligned} \quad (67)$$

$$H_z^R(r, \varphi, z) = 2\sqrt{\pi}\lambda \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{1 - 2\sqrt{\pi}\lambda A_n} \{ [a_n^{(01)}(\frac{1}{2} - 0) - a_n^{(01)}(\frac{1}{2} + 0)] \cos n\varphi + \\ + [b_n^{(01)}(\frac{1}{2} - 0) - b_n^{(01)}(\frac{1}{2} + 0)] \sin n\varphi \} \int_{\hat{z}}^{+\infty} \gamma_n(\bar{r}, 1, x) dx. \quad (68)$$

В формулах (66)—(68) $\bar{r} = r/R$, $\hat{z} = z/R$, $\lambda = (\mu - 1)/(\mu + 1)$, числа A_n считаются по (34), $a_n^{(01)}(\frac{1}{2} \pm 0)$, $a_n^{(02)}(\frac{1}{2} \pm 0)$, $b_n^{(01)}(\frac{1}{2} \pm 0)$, $b_n^{(02)}(\frac{1}{2} \pm 0)$ по формулам (36)—(38), (41)—(43).

В случае постоянного в окрестности цилиндра внешнего поля: $\mathbf{H}^0 = \{H_x^0, H_y^0, H_z^0\} = \text{const}$ формулы (66)—(68) с учетом (25), (26) упрощаются:

$$H_r^R(r, \varphi, z) = 4\sqrt{\pi}\lambda H_r^0(\varphi) Q_1(\bar{r}), \quad H_\varphi^R(r, \varphi, z) = -4\sqrt{\pi}\lambda H_\varphi^0(\varphi) Q_2(\bar{r}), \quad H_z^R(r, \varphi, z) = 0, \quad (69)$$

где введены известные цилиндрические координаты внешнего поля $H_r^0(\varphi) = H_x^0 \cos \varphi + H_y^0 \sin \varphi$, $H_\varphi^0(\varphi) = -H_x^0 \sin \varphi + H_y^0 \cos \varphi$; $Q_1(\bar{r}) := \int_0^{+\infty} \alpha_1(\bar{r}, 1, x) dx$, $Q_2(\bar{r}) := \int_0^{+\infty} \beta_1(\bar{r}, 1, x) dx$, причем для $\bar{r} < 1$ будет $Q_1(\bar{r}) = -1/(4\sqrt{\pi})$, $Q_2(\bar{r}) = 1/(4\sqrt{\pi})$, а для $\bar{r} > 1$ будет $Q_1(\bar{r}) = Q_2(\bar{r}) = 1/(4\sqrt{\pi}\bar{r}^2)$.

Нами была составлена (на языке Фортран) компьютерная программа, реализующая расчеты по всем полученным выше формулам.

4. ПРОВЕРКА ПОЛУЧЕННЫХ ФОРМУЛ НА ИЗВЕСТНЫХ ПРЕДЕЛЬНЫХ СЛУЧАЯХ

В виду сложности и объемности аналитических преобразований, приведших к получению приведенных выше формул для напряженности поля реакции однородного бесконечного цилиндра, помещенного в произвольное внешнее магнитное поле, важное значение приобретает проверка этих формул на соответствие известным физическим законам, их внутреннюю непротиворечивость (например, непрерывность перехода общих формул в частные при приближении общих условий к частным), а также их соответствие известным аналитическим формулам напряженности поля реакции для частных случаев рассматриваемой общей ситуации. Сразу отметим, что все описанные ниже виды тестирования пройдены успешно.

В точках боковой поверхности цилиндрического магнетика для нормальной составляющей H_n напряженности результирующего поля $\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \mathbf{H}^0(\mathbf{r}) + \mathbf{H}^R(\mathbf{r})$ должно выполняться условие скачка ее предельных значений изнутри и извне магнетика $H_n^{(e)} / H_n^{(i)} = \mu$, что в этой ситуации эквивалентно $H_r^{(e)} / H_r^{(i)} = \mu$. Для постоянного в окрестности цилиндра внешнего поля это легко проверяется аналитически с учетом формулы (69).

Известно ([11, с. 339], [12, с. 245], [13]), что внутри и вне бесконечного цилиндра декартовы координаты поля реакции $\mathbf{H}^R(x, y, z) = \{H_x^R(x, y, z), H_y^R(x, y, z), H_z^R(x, y, z)\}$ при постоянном внешнем поле $\mathbf{H}^0 = \{H_x^0, H_y^0, H_z^0\} = \text{const}$ имеют вид $H_x^R = -\lambda H_x^0$, $H_y^R = -\lambda H_y^0$, $H_z^R = 0$, внутри цилиндра ($r = \sqrt{x^2 + y^2} < R$), а вне цилиндра ($r = \sqrt{x^2 + y^2} > R$) имеют вид:

$$H_x^R(x, y, z) = \lambda R^2 [H_x^0(x^2 - y^2) + 2H_y^0 xy] / (x^2 + y^2)^2,$$

$$H_y^R(x, y, z) = \lambda R^2 [2H_x^0 xy + H_y^0(y^2 - x^2)] / (x^2 + y^2)^2, \quad H_z^R = 0.$$

При переходе к цилиндрическим координатам эти формулы приобретают вид: $H_z^R \equiv 0$, $H_r^R(r, \varphi, z) = -\lambda H_r^0(\varphi)$ для $r < R$ и $H_r^R(r, \varphi, z) = \lambda H_r^0(\varphi) / \bar{r}^2$ для $r > R$, $H_\varphi^R(r, \varphi, z) = -\lambda H_\varphi^0(\varphi)$ для $r < R$ и $H_\varphi^R(r, \varphi, z) = -\lambda H_\varphi^0(\varphi) / \bar{r}^2$ для $r > R$. Видно, что полученные нами формулы (69) для этого случая выглядят так же.

Выше уже было отмечено, что формулы (58)—(60) поля на оси бесконечного цилиндра в произвольном внешнем поле в случае его постоянства переходят в хорошо известные формулы (61) [11, с. 339].

Далее было проверено, что формулы (66)—(68) поля реакции внутри и вне бесконечного цилиндра (не на его оси и поверхности), помещенного в произвольное внешнее поле, при безграничном приближении точки наблюдения к оси цилиндра переходят в независимо выведенные формулы (58)—(60) поля на оси бесконечного цилиндра при произвольном внешнем поле. Соответствующий предельный переход в (66)—(68) был выполнен аналитически, однако при этом нужные значения некоторых интегралов со сложными подынтегральными функциями вида (8) были получены численными методами.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Кратко сформулируем основные результаты, полученные в настоящей работе.

1. Получены эффективные асимптотические формулы расчета напряженности поля реакции внутри и вне бесконечного цилиндра, погруженного в произвольное внешнее магнитное поле.

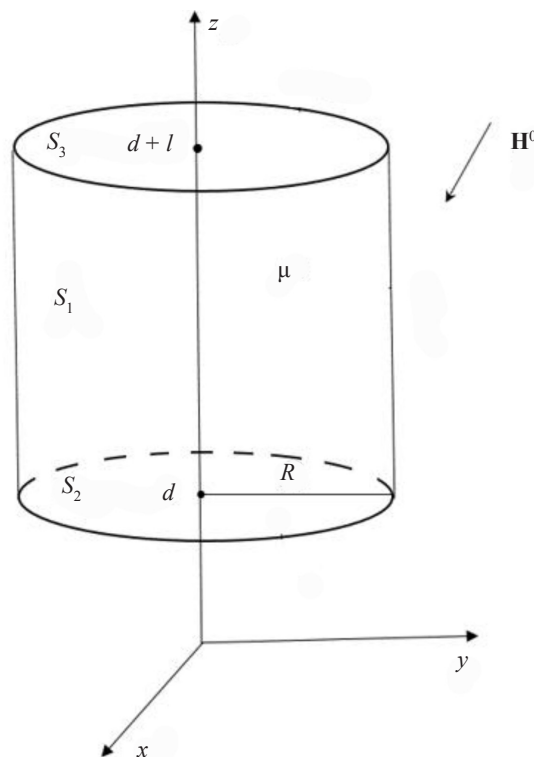


Рис. 1. Однородный цилиндр в магнитном поле.

2. Составлена реализующая предложенный алгоритм компьютерная программа, не требующая больших вычислительных ресурсов.

3. Проведено тестирование полученных формул и компьютерной реализации соответствующего алгоритма, состоящее в проверке результатов расчета на соответствие физическим законам явления, а также сравнение этих результатов в предельных частных случаях формы магнетика с известными аналитическими ответами.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Квант» (“Quantum”) № AAAA-A18-118020190095-4.

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., Кудряшова О.В., Раевский В.Я. Один подход к численному решению основного уравнения магнитостатики для конечного цилиндра в произвольном внешнем поле // Дефектоскопия. 2021. № 4. С. 22—34.
3. Дякин В.В., Кудряшова О.В., Раевский В.Я. Расчет напряженности магнитного поля от однородного цилиндра конечных размеров, помещенного в произвольное внешнее поле // Дефектоскопия. 2022. № 4. С. 63—74.
4. Дякин В.В., Кудряшова О.В., Раевский В.Я. Расчет напряженности магнитного поля от полубесконечного цилиндра, помещенного в произвольное внешнее поле // Дефектоскопия. 2023. № 5. С. 32—44.
5. Хижняк Н.А. Интегральные уравнения макроскопической электродинамики. Киев: Наукова думка, 1986. 280 с.
6. Дякин В.В. Математические основы классической магнитостатики. Екатеринбург: РИО УрО РАН, 2016. 404 с.
7. Friedman M.J. Mathematical study of the nonlinear singular integral magnetic field equation. 1. // SIAM Journal Appl. Math. 1980. V. 39. No. 1. P. 14—20.
8. Friedman M.J. Mathematical Study of the Nonlinear Singular Integral Magnetic Field Equation. 2. // SIAM J. Numer. Anal. 1981. V. 18. No. 4. P. 644—653.
9. Friedman M.J. Mathematical Study of the Nonlinear Singular Integral Magnetic Field Equation. 3. // SIAM J. Math. Anal. 1981. V. 12. No. 4. P. 536—540.
10. Бейтмен Г., Эрдейи А. Высшие трансцендентные функции. Т.1. М.: Наука, 1973. 294 с.
11. Ахиезер А.И. Общая физика. Электрические и магнитные явления. Киев: Наукова думка, 1981. 471 с.
12. Неразрушающий контроль и диагностика / Под ред. В.В. Клюева. М.: Машиностроение, 1995. 487 с.
13. Дякин В.В., Кудряшова О.В., Раевский В.Я. Точные формулы напряженности магнитного поля внутри и вне однородного эллипсоидального магнетика во внешнем однородном в области в области магнетика поле // Дефектоскопия. 2022. № 2. С. 51—63.

REFERENCES

1. Dyakin V.V., Kudryashova O.V., Raevskij V.Ya. On the Use of Multipurpose Software Packages for Solving Problems of Magnetostatics // Defektoskopiya. 2018. No.11. P. 23—34.
2. Dyakin V.V., Kudryashova O.V., Raevskij V.Ya. One Approach to the Numerical Solution of the Basic Equation of Magnetostatics for a Finite Cylinder in an Arbitrary External Field // Defektoskopiya. 2021. No. 4. P. 22—34.
3. Dyakin V.V., Kudryashova O.V., Raevskij V.Ya. Calculating the Strength of Magnetic Field from a Homogeneous Cylinder of Finite Dimensions Placed in an Arbitrary External Field // Defektoskopiya. 2022. No. 4. P. 63—74.
4. Dyakin V.V., Kudryashova O.V., Raevskij V.Ya. Calculating the Strength of Magnetic Field from a Homogeneous Cylinder of Finite Dimensions Placed in an Arbitrary External Field // Defektoskopiya. 2023. No. 5. P. 32—44.
5. Hizhnyak N.A. Integral Equations of Macroscopic Electrodynamics. Kiev: Naukova Dumka, 1986. 280 p.
6. Dyakin V.V. Mathematical Foundations of Classical Magnetostatics. Yekaterinburg: Ural Branch, Russ. Acad. Sci., 2016. 404 p.
7. Friedman M.J. Mathematical study of the nonlinear singular integral magnetic field equation. 1. // SIAM Journal Appl. Math. 1980. V. 39. No. 1. P. 14—20.
8. Friedman M.J. Mathematical Study of the Nonlinear Singular Integral Magnetic Field Equation. 2. // SIAM J. Numer. Anal. 1981. V. 18. No. 4. P. 644—653.
9. Friedman M.J. Mathematical Study of the Nonlinear Singular Integral Magnetic Field Equation. 3. // SIAM J. Math. Anal. 1981. V. 12. No. 4. P. 536—540.
10. Bejtmn G., Erdeji A. Higher transcendental functions, V. 1. M.: Nauka, 1973. 294 p.
11. Ahiezer A.I. General Physics. Electric and Magnetic Phenomena. Kiev: Naukova Dumka, 1981. 471 p.
12. Non-destructive testing and diagnostics / Ed. V.V. Klyuev M.: Mashinostroenie, 1995. 487 p.
13. Dyakin V.V., Kudryashova O.V., Raevskij V.Ya. Exact Formulas for Magnetic Field Strength inside and outside a Homogeneous Ellipsoidal Magnet Placed in an External Field Homogeneous in Magnet Vicinity // Defektoskopiya. 2022. No. 2. P. 51—63.

КОНТРОЛЬ СОСТОЯНИЯ КАБЕЛЕЙ РАСПРЕДЕЛИТЕЛЬНОЙ СЕТИ С ПОМОЩЬЮ ТЕРАГЕРЦОВЫХ СИГНАЛОВ И ВИЗУАЛИЗАЦИИ

© 2024 г. Гуовэй Ли^{1,*}, Симин Цзэн¹, Цинь Ван¹, Чжэньвэй Чжан¹

¹Государственный научно-исследовательский институт электроэнергетики Хэбэйской системы электро-снабжения, Шижэцзяжуан 050021, Хэбэй, Китай

*E-mail: lgwexe@163.com

Поступила в редакцию 21.12.2023; после доработки 31.12.2023

Принята к публикации 12.01.2024

Наличие влаги в кабелях высоковольтных распределительных сетей может стать причиной серьезной угрозы безопасности, однако эффективных средств для контроля и анализа внутренней влажности кабелей не существует. Поэтому существует необходимость в разработке нового неразрушающего метода контроля для оценки водонепроницаемости кабелей распределительных сетей и их соединителей. Внутренняя структура кабеля представляет собой многослойную структуру, состоящую из проводов, изоляционного слоя из сшитого полиэтилена и изоляционной оболочки из силиконовой резины. С помощью отраженного терагерцового импульсного сигнала определяется внутреннее состояние кабеля, а по эхолокационным характеристикам можно судить о наличии в нем водяных пятен. Кроме того, путем сканирования в цилиндрических координатах были получены объемные данные, а терагерцовые изображения были реконструированы на основе информации о характеристиках, которые соответствовали распределению водяных пятен между изоляционной оболочкой кабеля и изоляционным слоем из сшитого полиэтилена. Результаты показывают, что терагерцовая методика позволяет с высокой чувствительностью определять состояние влажности кабеля, что имеет большое значение в энергетике и при передаче электроэнергии.

Ключевые слова: терагерц, импульс во временной области, время полета, силовой кабель, состояние влажности.

DISTRIBUTION NETWORK CABLE DETECTION BASED ON TERAHERTZ PULSE AND IMAGING

© 2024 Guowei Li^{1,*}, Siming Zeng¹, Qing Wang¹, Zhenwei Zhang¹

¹State Grid Hebei Electric Power Research Institute, Shijiazhuang 050021, Hebei China

*E-mail: lgwexe@163.com

Moisture of high voltage distribution network cables will cause major safety hazard, but there is no effective means to detect and analyze the internal humidity state of the cables. Therefore, it is urgent to develop a new non-destructive detection method to evaluate the waterproof performance of distribution network cables and their connectors. The internal structure of the cable is a multi-layer structure composed of wires, cross-linked polyethylene insulation layer, and silicone rubber insulation sheath. We used the reflective terahertz pulse signal to detect the internal states of the cable, and judge whether it contains water stains according to the echo characteristics. In addition, three-dimensional data was obtained through cylindrical coordinate scanning and terahertz images were reconstructed based on feature information, which were consistent with the distribution of water stains between the cable insulation sheath and cross-linked polyethylene insulation layer. The results show that the terahertz technology can realize the high sensitivity detection of cable moisture state, which is of great significance in the power and transmission industry.

Keywords: terahertz, time-domain pulset, time-of-flight, power cables, moisture state.

DOI: 10.31857/S0130308224020046

1. ВВЕДЕНИЕ

Обеспечение безопасности эксплуатации высоковольтных электрических сетей имеет решающее значение для экономики и жизни людей. В высоковольтных электросетях широко используются изоляционные материалы, проводящие материалы и композитные элементы, такие как клеммы, кабели из сшитого полиэтилена и т.д. [1, 2]. Под действием электрических полей возникают дефекты сплошности этих материалов, включая микропоры, примеси, дефекты вследствие напряжений, влажность и т.д., изделия постепенно разрушаются и представляют потенциальную угрозу безопасности [3—6]. Различия в составе сырья, производственных процессах, длительных высоковольтных нагрузках, а также сложные условия окружающей среды могут вызывать повреждение и деградацию материалов и конструкций, приводя к появлению внутренних дефектов и создавая угрозу безопасности. Кроме того, различия в строении дефектов, материалах и физических свойствах приводят к различным откликам на электрические, оптические или акустические сигналы.

С помощью соответствующих методов контроля размер, форма и расположение дефектов в изоляционном слое могут быть обнаружены или визуализированы путем анализа изменения сигнала. Обычно традиционные методы, такие как регистрация частичных разрядов [7], ультразвуковая дефектоскопия [8—10], рентгеновская дефектоскопия [11,12] и т.д., требуют высокого напряжения, большой силы тока и интенсивного излучения в экспериментальной среде во время проведения контроля, что является относительно сложным и громоздким в эксплуатации и предъявляет повышенные требования к безопасности. Поэтому существует актуальная необходимость в разработке новой технологии неразрушающего контроля и оборудования для безопасной оценки дефектов кабелей распределительных сетей.

Особенно кабели распределительных сетей подвержены проникновению влаги или воды в промежуточных соединениях. Под воздействием высоких электрических полей легко происходит старение водного триинга, что снижает характеристики изоляции кабелей и в конечном итоге приводит к разрушению кабеля, который является слабым звеном в распределительной сети. Несмотря на постоянное совершенствование вышеупомянутых традиционных методов контроля, они все еще не могут удовлетворить требования по контролю влажности промежуточных соединений в кабелях распределительных сетей, ограниченных материальными и техническими дефектами. Поэтому необходимо разработать новую неразрушающую технологию и оборудование для безопасной оценки герметичности и водонепроницаемости промежуточных соединений в кабелях распределительных сетей. В последние годы терагерцовая методика предлагает значительные преимущества в неразрушающем контроле, такие как обнаружение дефектов водяного дерева в слоях изоляции [13], коррозионных дефектов в металлическом защитном слое [14], дефектов обрыва в проводниках [15], дефектов старения в слое изоляции [16], дефектов воздушного зазора в слое изоляции [17, 18], дефектов проникновения влаги [19]. Однако случаи выявления и анализа состояния влажности в кабельных соединениях распределительных сетей немногочисленны.

В данном материале на основе параметров материала и структурных параметров кабелей в сочетании с теорией распространения терагерцового излучения создана цилиндрическая координатно-отражательная терагерцовая сканирующая система визуализации и получены трехмерные данные. На основе стандартных образцов были определены особенности сигналов терагерцовых импульсов для кабельных соединений в условиях влажности или проникновения воды, которые затем были использованы для реконструкции терагерцовых изображений. Результат интуитивной визуализации соответствовал фактическому распределению пятен воды и может быть применен для оценки качества внутренней структуры кабельного соединения.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

2.1. Принцип распространения по системе воздух—среда—металл

Терагерцовый импульс проходит через границу раздела между воздухом и средой (защитный слой или изоляционный слой), а затем передается через диэлектрический слой к границе раздела между средой и металлом (металлический кабель или высокоотражающий материал, например вода), что соответствует физической модели, изображенной на рис. 1. Позиция 0 соответствует границе раздела воздух—среда, которая может быть точно определена с помощью измерительного зажима в экспериментах. Терагерцовый импульс E перпендикулярно падает на поверхность среды, при этом частично отраженный сигнал обозначим как E_{r0} . После передачи через среду на расстояние d прошедший импульс внутри отражается на границе среда—металл (отражательная способность составляет примерно 1). После прохода через среду обратно на расстояние d часть импульса возвращается, пока другая часть передается дальше и обозначается как E_{r1} . Теоретически вышеупомянутый процесс внутренних прохождений и отражений сигнала может продолжаться бесконечно долго. Однако на практике на сигнал влияют поглощение и рассеяние сигнала, а E_m будет приближаться к нулю после нескольких серий прохождения эхосигналов, что приводит к невозможности регистрации этих эхосигналов. Распространение терагерцового импульса в образце проявляется в виде временной задержки при достижении детектора. E_{r0} , E_{r1} , E_m и E_r могут быть соответственно представлены таким образом:

$$E_{r0} = E_{r_{as}}; \quad (1)$$

$$E_{r1} = E t_{as} r_{sm} t_{sa} T_s^2(d); \quad (2)$$

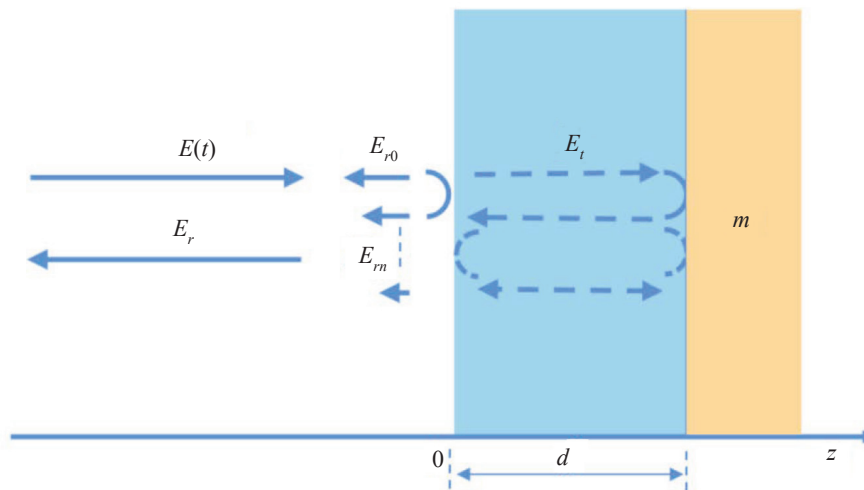


Рис. 1. Схематическое изображение модели прохождения терагерцовой волны по системе воздух—среда—металл.

$$E_{rn} = Et_{as}r_{sa}^{n-1}r_{sm}^n t_{sa}^{2n} T_s^{2n}(d); \quad (3)$$

$$E_r = \left\{ r_{as} + \frac{t_{as}t_{sa}}{r_{sa}} \sum_{i=1}^n [r_{sm}r_{sa}T_s^2(d)]^i \right\} E, \quad (4)$$

где r_{as} — коэффициент отражения на границе воздух—среда; r_{sm} — коэффициент отражения на границе среда—металл; t_{as} и t_{sa} — коэффициент прохождения на границе воздух—среда и среда—воздух соответственно; $T_s(d)$ — коэффициент пропускания через образец толщиной d .

Терагерцовые сигналы могут проходить внутрь контролируемого объекта, особенно в случае многослойных диэлектрических структур, в которых терагерцовый сигнал отражается от границ раздела между слоями с различными показателями преломления. Анализируя эхосигналы от каждой границы раздела, можно охарактеризовать внутреннюю структуру границы раздела и особенности целевых дефектов в объекте. Субпикосекундная длительность импульса терагерцовых сигналов позволяет получить разрешение соседних границ на микронном уровне. Более того, при распространении между границами микроскопические структурные и компонентные различия в материале могут привести к макроскопическим изменениям в широкополосном терагерцовом сигнале. Для облегчения количественного анализа в системе используется метод вертикального падения, а толщина между границами раздела может быть представлена как

$$d = \frac{c\Delta t}{2n}, \quad (5)$$

Δt — время задержки; n — показатель преломления материала в терагерцовом диапазоне. На практике, когда $2n \cdot d$ больше, чем ширина временной области терагерцовых сигналов, различные эхосигналы легко разделяются с помощью временного стробирования. В соответствии с формулой (5), когда $2n \cdot d$ больше ширины временной области терагерцовых сигналов, разные эхосигналы легко разделяются с помощью временного стробирования на практике. $2nd$ — это путь оптического сигнала, который проходит через переднюю поверхность и отражается от задней поверхности образца обратно на переднюю поверхность.

Формулы (1)—(4) достоверно выражают соответствующие эхосигналы. С другой стороны, эхосигналы разных порядков накладываются друг на друга, и отдельные эхосигналы трудно разделить. Поэтому невозможно напрямую определить временное положение каждого эхосигнала, и формула (5) не может быть использована напрямую. Только формула (4) может быть использована для выражения суммарного эха, а затем можно попытаться проанализировать параметры материала. В данной статье рассматривается только первый.

2.2. Подготовка образцов и описание эксперимента

Образец представляет собой кабель распределительной сети с изоляцией из сшитого полиэтилена, который обладает такими преимуществами, как простота конструкции, малый вес, отличная теплостойкость, высокая несущая способность, неплавкость, устойчивость к химической коррозии и высокая механическая прочность, как показано на рис. 2а. Кабель состоит из трех основных частей: токопроводящей жилы, изоляционного слоя и защитного слоя. Внешний диаметр составляет 19, 28 и 48 мм соответственно, а структура поперечного сечения показана на рис. 2б.

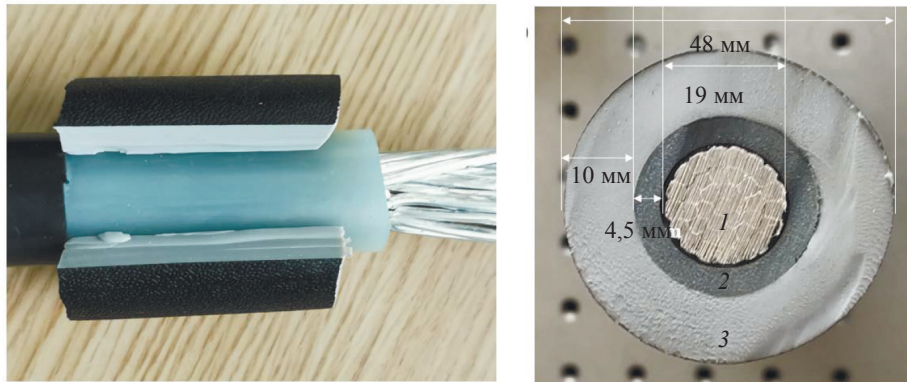


Рис. 2. Образцы кабеля: изображение кабеля (а); поперечное сечение (1 — токопроводящая жила; 2 — изоляционный слой из сшитого полиэтилена; 3 — защитный слой) (б).

На рис. 3 представлена система терагерцовой спектроскопии с временной разверткой на отражение. Она состоит из волоконного фемтосекундного импульсного лазера, волоконносвязанного терагерцового фотопроводящего излучателя и приемника, волоконносвязанного устройства временной задержки, элементов передачи сигнала по волокну, синхронного блока управления и блока регистрации сигнала. Выход фемтосекундного лазера через волокно разделяется на два пучка. Один луч напрямую подключается к фотопроводящей антенне, соединенной с волокном, а другой подключается к высокоскоростной линии задержки и затем к другой фотопроводящей антенне. Антенна-излучатель интегрирована в модуль вертикального отражения. Через этот модуль излучаемый терагерцовый сигнал вертикально падает на исследуемую цель, а отраженная последовательность эхосигналов возвращается по тому же пути.

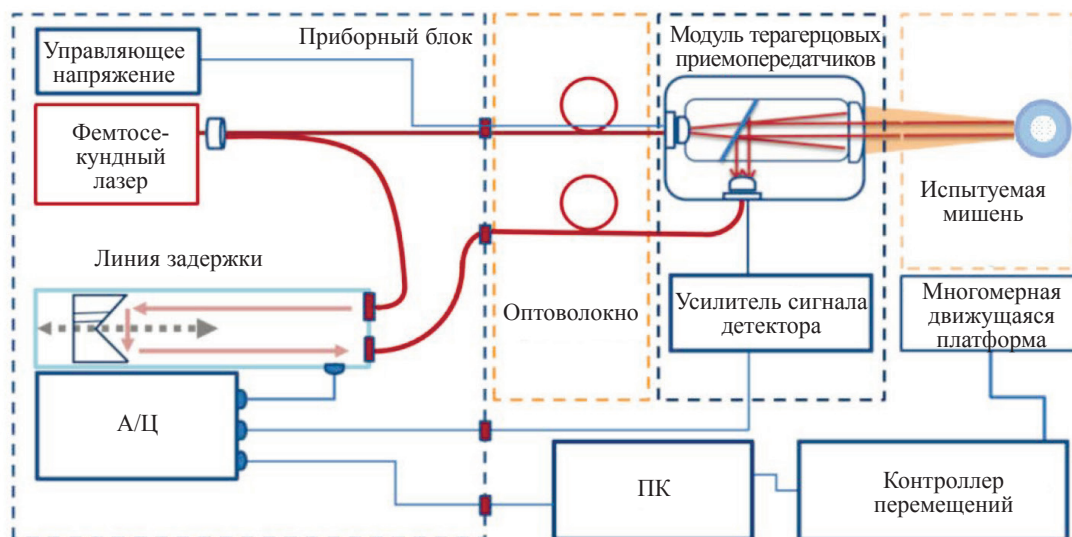


Рис. 3. Схема установки для терагерцовой спектроскопии.

Когда терагерцовый сигнал и зондирующий фемтосекундный импульс длительностью 100 фс и частотой повторения 100 МГц одновременно поступают на фотопроводящую детекторную антенну, терагерцовое электрическое поле приводит в движение фотогенерируемые носители, формируя ток, который регистрируется после фильтрации и усиления. Устройство временной задержки регулирует относительную фазу между терагерцовым сигналом и зондирующим импульсом, чтобы получить терагерцовую временную форму волны с частотой 10 Гц за 600 пс. Полная ширина на половине максимума волны составляет около 1 пс с шагом дискретизации 0,06 пс. Диапазон частот излучения составляет от 0,1 до 2 ТГц с центральной частотой 0,5 ТГц.

3. ИЗМЕРЕНИЕ И АНАЛИЗ

3.1. Измерение изоляционного слоя из сшитого полиэтилена

Отраженные сигналы были измерены как для жилы проводника, так и для изоляционного слоя из сшитого полиэтилена с плотным контактом, как показано на рис. 4а. Структура образца представляет собой металлические провода, обернутые изоляционным материалом из сшитого полиэтилена, как показано на рис. 4б. Толщина слоя сшитого полиэтилена составляет 4,5 мм. Терагерцовый импульс, отраженный от образца, показан на рис. 4в, временные значения эхоимпульсов, генерируемых на двух границах сшитого полиэтиленового слоя, составляют 62,2 пс (R0) и 107,7 пс (R1). Согласно формуле (5), рассчитанный показатель преломления сшитого полиэтилена составляет около 1,52.

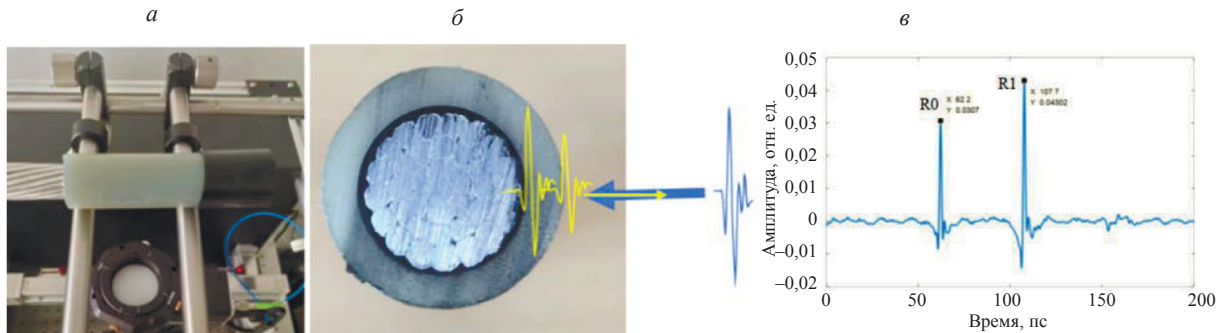


Рис. 4. Измерение изоляционного слоя из сшитого полиэтилена: измерение (а); поперечное сечение (б); отраженный терагерцовый импульс (в).

3.2. Измерение защитного слоя

Отраженные сигналы были измерены в случае модели с металлическим стержнем и защитным слоем с плотным контактом (рис. 5а). Структура образца представляет собой металлический стержень, обернутый кремниевой резиной (рис. 5б). Толщина слоя силиконовой резины составляет 10,5

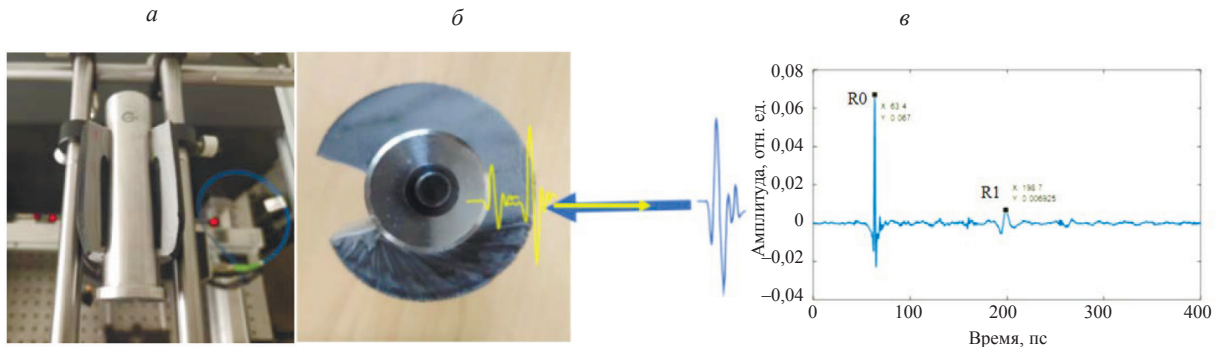


Рис. 5. Измерение защитного слоя: измерение (а); поперечное сечение (б); отраженный терагерцовый импульс (в).

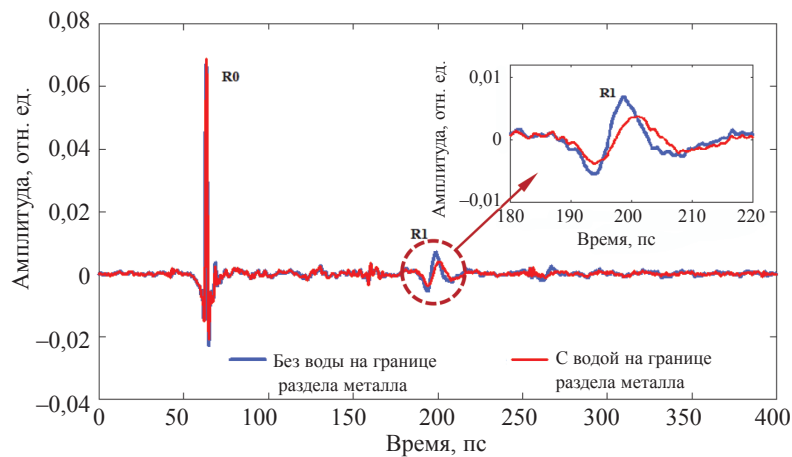


Рис. 6. Сравнение терагерцевых сигналов с/без погружения в воду в модели образца металл—стержень.

мм. Терагерцовый импульс, отраженный от образца, представлен на рис. 5в. Временные значения эхосигналов, генерируемых на двух границах раздела слоев силиконовой резины, составляют 63,4 пс (R0) и 198,7 пс (R1). Согласно формуле (5), рассчитанный показатель преломления кремниевой резины составляет около 1,93.

В случае модели металлического стержня в качестве мембраны с жидкой водой использовался лист влажной бумаги, который помещался между слоем силиконовой резины и металлическим стержнем. Терагерцовый импульс, отраженный от слоя жидкой воды, был измерен и сравнен с сигналом образца с плотным контактом без мембраны, как показано на рис. 6. Красная кривая представляет эхосигнал с погружением в воду на границе раздела, а синяя кривая — отраженный сигнал от границы раздела между металлической подложкой и оболочкой без погружения в воду (см. рис. 5в). Эхоимпульсы на двух границах раздела защитного слоя из силиконовой резины по-прежнему расположены на 63,4 и 198,7 пс. В частности, положение и амплитуда основного импульса (R0), скорее всего, останутся неизменными, в то время как амплитуда эхоимпульса (R1) немного уменьшится, а его положение сместится назад из-за поглощения и фазовой задержки, вызванной погружением в воду, между защитным слоем и металлическим стержнем.

3.3. Измерение изоляционного слоя и защитного слоя

В случае с кабельным разъемом в качестве мембраны для жидкой воды выступает лист влажной бумаги, который помещается между защитной оболочкой и сшитым полиэтиленом, а на границе раздела фаз устанавливается оловянная фольга, как показано на рис. 7.

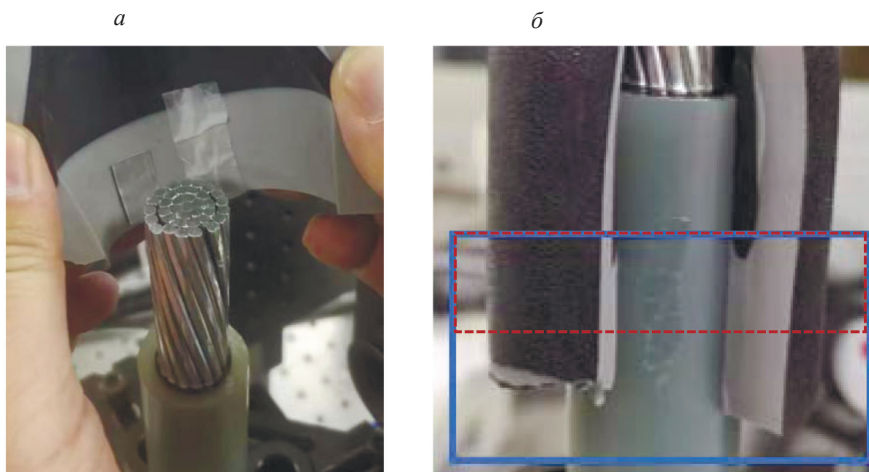


Рис. 7. Измерение изоляционного слоя и защитного слоя: образец, обернутый в подготовленную влажную бумагу и оловянную фольгу (а); измеряемая площадь (б).

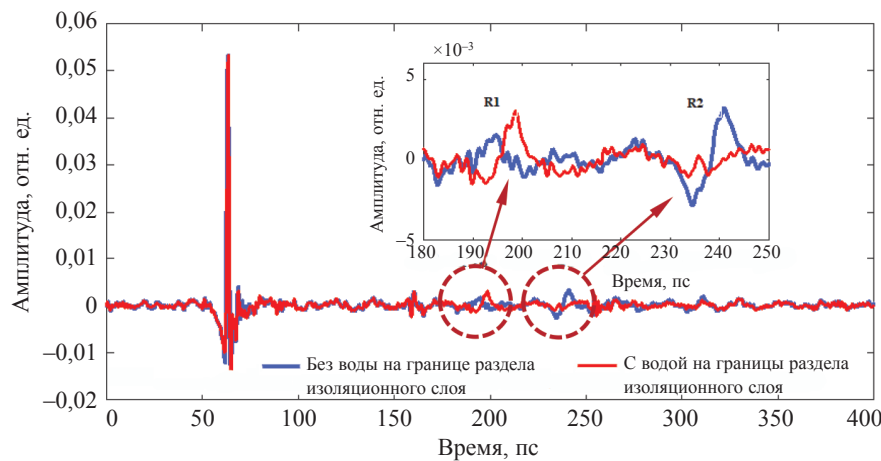


Рис. 8. Сравнение характеристик терагерцовых импульсов с погружением и без погружения в воду образца кабельного коннектора.

Форма отраженных терагерцовых волн при наличии воды в образце кабельного разъема показана на рис. 8. Красная и синяя кривые показывают отраженные сигналы с погружением и без погружения в воду на границе раздела. Эхоимпульс (R1) мал, а относительная отражательная способность между сшитым полиэтиленом и оболочкой очень низка. Затем сигнал, проникающий в слой изоляции из сшитого полиэтилена, достигает границы раздела проводников, и отраженный сигнал (R2) от металлического проводника можно четко наблюдать. В случае погружения в воду отраженный сигнал на границе раздела оболочки и сшитого полиэтилена усиливается по сравнению с погружением в безводную среду, но ослабляется импульс, проникающий в сшитый полиэтилен, что значительно ослабляет отраженный сигнал на металлическом проводнике.

Образец помещается в сканирующую систему с цилиндрическими координатами, состоящую из одномерной подъемной ступени и поворотной ступени. Терагерцовые импульсы вертикально падают на поверхность образца и выстраиваются по центру кабеля, а центр вращения поворотной ступени совпадает с осью кабеля. Шаг и диапазон поворота (φ) поворотного стола составляют 1 и 0—360°, шаг и диапазон перемещения (z) подъемного стола — 1 и 0—40 мм, интервал и диапазон дискретизации (t) терагерцового сигнала во временной области — 0,02 и 0—600 пс соответственно. Регистрируемые терагерцовые сигналы представляют собой трехмерный набор данных ($\varphi \times z \times t$). Область контроля, соответствующая образцу, показана на рис. 7б.

Терагерцовое изображение сначала восстанавливается по максимальному значению временной формы волны, можно четко наблюдать границу оболочки из силиконовой резины, что соответствует реальному образцу, как показано на рис. 9а. В местах, покрытых оболочкой, φ колеблется от 0 до 200° и от 300 до 360°, z колеблется от 28 до 40 мм. В областях без оболочки четко видны провода внутри сшитого полиэтилена, можно визуальным образом определить форму возмущения. На рис. 9б показаны характеристики эхосигналов от области, обернутой оболочкой, при $z = 28$ мм. Основной импульс и эхоимпульс, отраженный от передней поверхности и границы раздела, локализируются на 135,3 и 314 пс соответственно. Однако по эхосигналам во временной области трудно напрямую определить, содержит ли граница раздела влажную бумагу или оловянную фольгу. Эхосигналы от границы раздела в точках А и В, показанные на рис. 9в, свидетельствуют о наличии и отсутствии влажной бумаги (или фольги) в оболочке соответственно. Эхосигнал в точке В явно меньше, чем в точке А. Далее терагерцовое изображение на границе раздела восстанавливается по максимальному значению эхосигнала на границе раздела, как показано на рис. 9г. Можно выделить непокрытую область, область с защитными покрытиями в виде влажной бумаги и фольги.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для обнаружения и оценки состояния увлажнения кабеля применяется методика терагерцовых импульсов и визуализации. Между защитным слоем и металлическим стержнем добавляется водяная пленка, амплитуда эхоимпульса на границе раздела среды и металла немного уменьшается. Когда между защитным слоем и сшитым полиэтиленом добавляется жидкая водяная

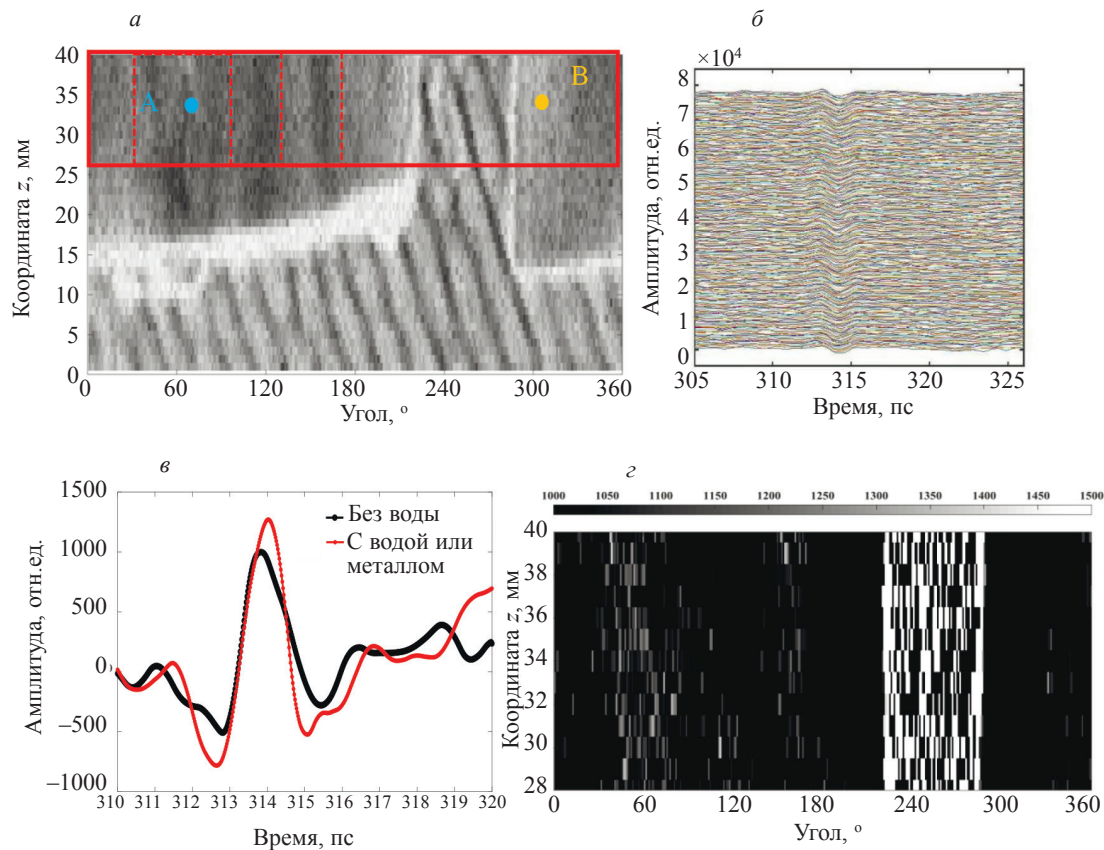


Рис. 9. Терагерцовое изображение при погружении в водную и безводную среду: терагерцовое изображение измеряемой области (а); эхо при $z = 28$ мм (б); эхо на границе раздела в точках А и В (в); терагерцовое изображение области, завернутой в оболочку (г).

пленка, погружение в воду усиливает эхосигнал на границе раздела между защитной оболочкой и сшитым полиэтиленом.

Создана терагерцовая сканирующая система визуализации с цилиндрическим координатным отражением. Влажная бумага и оловянная фольга были предварительно помещены в резиновую оболочку и намотаны на поверхность сшитого полиэтилена, после чего были получены трехмерные данные. Согласно характеристикам эхосигналов, терагерцовая визуализация собранных данных может показать структуру области листа мокрой бумаги и области листа оловянной фольги с защитной оболочкой. Это показало, что терагерцовая визуализация позволяет не только проводить неразрушающий контроль состояния влажности, но и судить о качестве внутренней структуры кабельных соединений.

Работа поддержана Фондом государственного научно-исследовательского института электроэнергетики Хэбэйской системы электроснабжения (№ гранта kj2022-064).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Du B., Li Z., Yang Z. et al. Application and Research Progress of HVDC XLPE Cables // High Volt Eng. 2017. V. 43 (2). P. 14—24.
2. Salah Khalil M. International research and development trends and problems of HVDC cables with polymeric insulation // IEEE Electr. Insul. Mag. 1997. V. 13 (6). P. 35—47.
3. Densley R.J. An investigation into the growth of electrical trees in XLPE cable insulation // IEEE Trans. Elect. Insul. 1979. EI-14 (3). P. 148—58.
4. Dissado L.A. Predicting electrical breakdown in polymeric insulators from deterministic mechanisms to failure statistics // IEEE Trans Dielect Electr. Insul., 2002. V. 9(5). P. 860—875.
5. Chen G., Tham C. Electrical treeing characteristics in XLPE power cable insulation in frequency range between 20 and 500 Hz // IEEE Trans. Dielect. Electr. Insul. 2009. V. 16 (1). P. 179—88.
6. Du B.X., Ma Z.L., Gao Y. et al. Effect of ambient temperature on electrical treeing characteristics in silicone rubber // IEEE Trans. Dielect. Electr. Insul. 2011. V. 18 (2). P. 401—7.

7. *Laurent C., Mayoux C.* Analysis of the propagation of electrical treeing using optical and electrical methods // *IEEE Trans. Elect. Insul.* 1980. EI-15 (1). P. 33—42.
8. *Watanabe E., Moriya T., Yoshizawa M.* Ultrasonic visualization method of electrical trees formed in organic insulating materials // *IEEE Trans. Dielect. Electr. Insul.* 1998. V. 5 (5). P. 767—73.
9. *Ueno H., Walter P., Cornelissen C., Schnettler A.* Resolution evaluation of ultrasonic diagnosis tools for electrical insulation devices and the detection of electrical Trees // *IEEE Trans. Dielect. Electr. Insul.* 2007. V. 14 (1). P. 249—56.
10. *Thomas G., Flores-Tapia D., Pistorius S.* et al. Synthetic aperture ultrasound imaging of XLPE insulation of underground power cables // *IEEE Electr. Insul. Mag.* 2010. V. 26 (3). P. 24—34.
11. *Reid A.J., Zhou C., Hepburn D.M.* et al. Withers P. Fault location and diagnosis in a medium voltage EPR power cable // *IEEE Trans. Dielect. Electr. Insul.* 2013. V. 20 (1). P. 10—8.
12. *Schurch R., Rowland S., Bradley R.* et al. Imaging and analysis techniques for electrical trees using x-ray computed tomography // *IEEE Trans. Dielect. Electr. Insul.* 2013. V. 21 (1). P. 53—64.
13. *Sato R., Komatsu M., Ohki Y.* et al. Observation of water trees using terahertz dpectroscopy and yime fomain imaging // *IEEE Trans. Dielect. Electr. Insul.* 2011. V. 18 (5). P. 1570—1577.
14. *Komatsu M., Sato R., Mizuno M.* et al. Feasibility study on terahertz imaging of corrosion on a cable metal shield // *Jpn. J. Appl. Phys.* 2012. V. 51 (12). P. 122405.
15. *Takahashi S., Hamano T., Nakajima K.* et al. Observation of damage in insulated copper cables by THz imaging // *NDT E. Int.* 2014. V. 61. P. 75—79.
16. *Yan Z., Shi W., Hou L.* et al. Investigation of aging effects in cross-linked polyethylene insulated cable using terahertz waves // *Mat. Res. Express.* 2017. V. 4 (1). P. 015304.
17. *Lee I.S., Lee J.W.* Nondestructive internal defect detection using a CW-THz imaging system in XLPE for power cable insulation // *Appl. Sci.* 2020. V. 10 (6). P. 2055.
18. *Xie S., Yang F., Huang X.* et al. Air gap detection and analysis of XLPE cable insulation based on terahertz time domain spectroscopy // *Trans. China Electrotech. Soc.* 2020. V. 35 (12). P. 10.
19. *Li S., Cao B., Kang Y.* et al. Nonintrusive inspection of moisture damp in composited insulation structure based on terahertz technology // *IEEE Trans. Instrum. Meas.* 2021. V. 70. P. 1—10.

СИНТЕЗ РЕЗУЛЬТАТОВ НЕРАЗРУШАЮЩЕГО КОНТРОЛЯ УДАРНОГО ПОВРЕЖДЕНИЯ В УГЛЕПЛАСТИКЕ МЕТОДАМИ ТЕПЛОВОГО КОНТРОЛЯ И ЛАЗЕРНОЙ ВИБРОМЕТРИИ

© 2024 г. В.Ю. Шпильной^{1,*}, Д.А. Дерусова^{1,**}, В.П. Вавилов^{1,***}

¹Национальный исследовательский Томский политехнический университет,
Россия 634028 Томск, пр-т Ленина, 30
E-mail: *vshpilnoy@list.ru; **red@tpu.ru; ***vavilov@tpu.ru

Поступила в редакцию 18.03.2024; после доработки 29.03.2024
Принята к публикации 29.03.2024

Предложен способ синтеза данных, полученных одним или несколькими методами неразрушающего контроля. Экспериментальная апробация проведена на примере исследования ударного повреждения в углепластиковом композите методами лазерной виброметрии и теплового контроля. Данные методы различаются по физическому принципу воздействия на исследуемые объекты и форме результатов контроля. Синтез полученных данных и их интерпретация позволяют повысить достоверность результатов контроля и комплексно проводить процедуру дефектометрии. Алгоритм синтеза включал как усреднение данных одного метода контроля на примере анализа виброграмм, полученных в ходе лазерного вибросканирования на различных частотах вводимого акустического сигнала, так и слияние результатов, полученных с помощью теплового контроля и лазерной виброметрии. Синтез данных позволил уточнить размер и расположение дефекта, автоматизировать процесс распознавания неоднородностей, повысить производительность испытаний, а также снизить субъективность анализа результатов испытаний.

Ключевые слова: неразрушающий контроль, тепловой контроль, лазерная виброметрия, синтез данных, полимерные композиционные материалы.

APPLYING DATA FUSION PROCEDURES TO EVALUATION OF IMPACT DAMAGE IN CARBON FIBER REINFORCED PLASTIC BY USING OPTICAL INFRARED THERMOGRAPHY AND LASER VIBROMETRY TECHNIQUES

© 2024 V.Yu. Shpilnoi^{1,*}, D.A. Derusova^{1,**}, V.P. Vavilov^{1,***}

National Research Tomsk Polytechnic University, 634028 Tomsk, Lenin Ave., 30, Russia
E-mail: *vshpilnoy@list.ru; **red@tpu.ru; ***vavilov@tpu.ru

This study was devoted to the development of data fusion techniques obtained by one or several nondestructive testing (NDT) methods. Experimental results were obtained by applying laser vibrometry and optical infrared thermography to evaluation of impact damage in carbon fiber composite. These NDT techniques are different by their physical nature and supply specific testing results. The proposed data fusion method allows increasing reliability of inspection results and enables estimating defect parameters. It involves both averaging data of each single NDT technique and merging the results obtained by two methods. Vibrograms obtained by laser vibrometry were used to analyze acoustic response of the test sample toward stimulation at different frequencies. In its turn, infrared thermographic NDT supplies the sample response toward thermal stimulation. It has been shown that the fusion of these two techniques supplies a comprehensive information on defect size and location. Also, the automation of the fusion procedure increases NDT productivity and reduces subjectivity of testing results.

Keywords: non-destructive testing, infrared thermography, laser vibrometry, data fusion, polymer composite materials.

DOI: 10.31857/S0130308224020051

1. ВВЕДЕНИЕ

Расширение номенклатуры производства композиционных материалов в различных областях промышленности [1—5] приводит к повышению требований [6—11], предъявляемых к качеству готовых изделий. Основной задачей неразрушающего контроля (НК) является определение целостности материалов, их свойств и структуры путем обнаружения дефектов на различных этапах производства, а также в процессе эксплуатации изделий. Результаты НК позволяют оценить надежность и эксплуатационную пригодность исследуемых материалов, деталей и узлов.

Ввиду особенностей структуры слоистые композиционные материалы представляют собой сложные объекты для НК. В связи с этим в производственной практике зачастую проводят НК композитов несколькими методами, различающимися по физическому принципу воздействия на контролируемые изделия. Сравнение результатов позволяет получить более полную информацию о наличии дефектов и снизить вероятность возникновения ошибки оператора при принятии решения о дефектности контролируемого изделия. Поэтому разработка алгоритмов и программного обеспечения для анализа данных становится актуальной.

Одним из современных методов обработки результатов НК является синтез данных. Эта процедура позволяет преобразовывать и объединять данные, полученные как одним, так и несколькими методами НК, что имеет важное значение для повышения достоверности НК. В частности, в работе [12] авторы оценили результаты синтеза данных, полученные в рамках одного метода НК, а именно применения высокочастотных электромагнитных волн для определения расположения и границ подземных структур. Синтез данных осуществляли путем слияния результатов, полученных во временной и частотной областях, с использованием весовых коэффициентов, алгоритмов шумоподавления и нормализации. Результаты исследования показали, что синтез данных, полученных даже в рамках одного метода НК, позволил повысить разрешение и информативность результатов контроля.

Синтез результатов применения нескольких способов НК описан в работе [13]. Авторы объединили результаты контроля композиционного материала, армированного углеродным волокном, полученные методом теплового контроля с использованием вихревых и тепловых источников стимуляции. Процедура синтеза заключалась в попиксельном объединении изображений и фильтрации шумов путем введения весовых коэффициентов, что позволило повысить достоверность обнаружения дефекта. Следует заметить, что в данном случае результаты контроля были согласованы между собой вследствие единообразия способов регистрации данных с помощью инфракрасных (ИК) тепловизоров.

Практическая реализация синтеза данных существенно упрощается, если исходные данные, используемые для анализа, имеют аналогичный формат, пространственное разрешение и другие характеристики. Если для интерпретации используют данные, полученные принципиально различными методами НК, в ходе синтеза могут возникнуть трудности, такие как неполнота сведений об объекте, несогласованность, конфликты, физическая неоднородность данных и т.п. [14, 15]. Исходные данные могут быть представлены в различных форматах. Например, поле температур представляет собой матрицу значений средней температуры в каждом сегменте (пикселе) ИК-изображения [16], в то время как результаты капиллярного метода НК представляют в виде графических изображений [17]. В этом случае для выработки надежного решения о дефектности исследуемого материала в рамках синтеза требуется проводить предварительную обработку исходных изображений, разработать иерархическое преобразование собранных данных и применять интегрированные решения для их анализа, что становится нетривиальной задачей научных исследований.

В настоящем исследовании предложен новый способ синтеза данных, полученных одним или несколькими методами НК, основанный на алгоритме попиксельного анализа графических изображений, представленных в различных форматах. Исследование выполнено на примере НК углепластиковых композитов методами теплового контроля (ТК) и лазерной виброметрии (ЛВ). Синтез данных осуществляли как в рамках одного метода НК, так и нескольких методов, различающихся по физическому принципу воздействия на контролируемые изделия, что позволило оценить достоинства и недостатки предложенного подхода.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Методами сканирующей лазерной доплеровской виброметрии и теплового контроля проведено исследование контрольного образца из углепластикового композита размерами $155 \times 175 \times 3,5$ мм³, содержавшего ударное повреждение энергией 18 Дж в центральной области, как показано на рис. 1.

Для проведения НК методом ЛВ использована лабораторная установка (рис. 2), включающая магнитострикционный преобразователь (резонансная частота $22 \pm 1,65$ кГц, мощность $0,63 \pm 10$ % кВт), ультразвуковой генератор USG-2-22-MS-1 (диапазон рабочих частот 14—48 кГц, мощность до 1 ± 10 % кВт) и сканирующий лазерный доплеровский виброметр PSV-500-3D (Polytec, Германия). Лазерный виброметр позволяет измерять амплитуду скорости колебаний частиц среды в диапазоне от 0,01 мкм/с до 30 м/с при измерении спектра частот от 10 Гц до

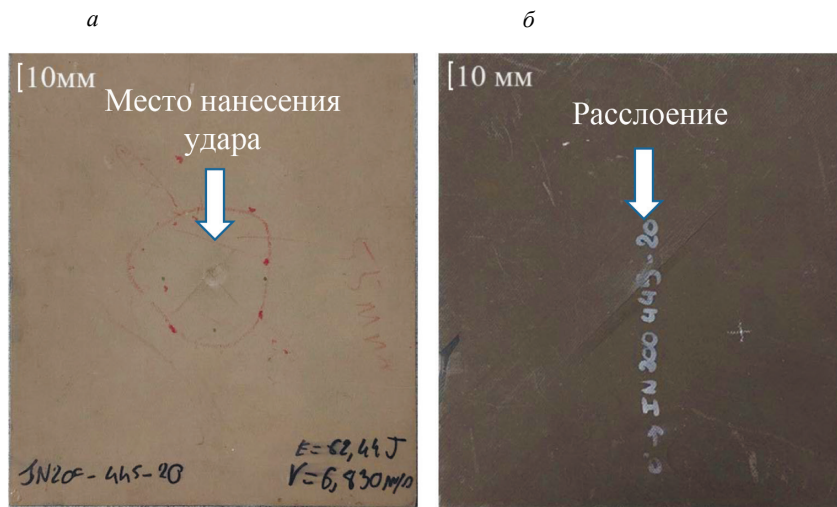


Рис. 1. Фотографии контрольного углепластикового образца с лицевой (а) и тыльной (б) сторон.

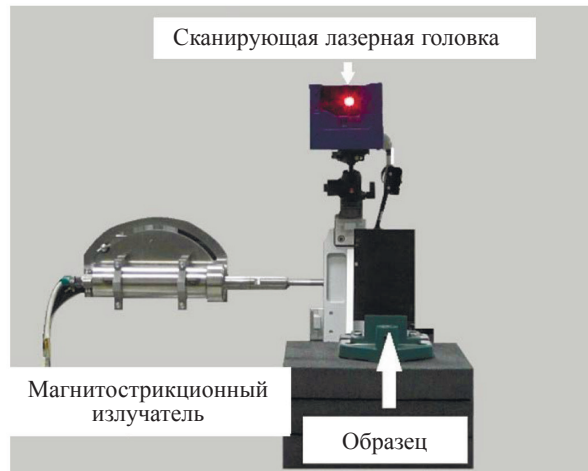


Рис. 2. Фотография установки для акустической стимуляции контрольного образца из углепластика с использованием воздушносвязанного магнитострикционного излучателя.

20 МГц. Система управления ультразвукового генератора обеспечивает автоматический поиск и стабильное поддержание работы устройства на частоте резонанса электромеханической системы. Потребляемую электрическую мощность магнитострикционного излучателя задает оператор в диапазоне от 500 Вт до 1 кВт в зависимости от эксплуатационных характеристик волноводов, совмещенных с магнитостриктором.

Результатом лазерного вибросканирования в диапазоне частот от 50 Гц до 100 кГц является амплитудно-частотный спектр вибраций в каждой точке сканирования, а также виброграммы, отображающие распределение механических колебаний на поверхности материалов в процессе УЗ стимуляции. Количество спектральных линий составило 3200, что соответствовало шагу частотного сканирования 30 Гц.

Лабораторная установка импульсного оптического ТК включала ИК-тепловизор Optris PI450 (спектральный диапазон 8—14 мкм, формат кадра 382×288, частота записи кадров до 30 Гц в диапазоне температур от 0 до 250 °С), импульсные ксеноновые лампы (энергия излучения 1,6 кДж, длительность около 10 мс), блок синхронизации, а также персональный компьютер с программным обеспечением (ПО) для обработки данных ThermoLab. Фотография лабораторной установки ТК приведена на рис. 3.

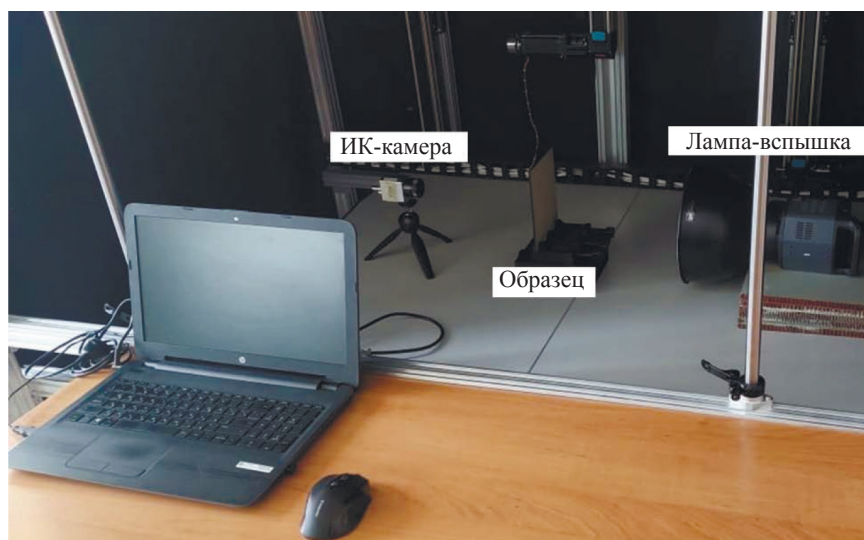


Рис. 3. Фотография лабораторной установки ТК.

ТК проводили в двустороннем режиме, т.е. ИК-тепловизор и источник нагрева располагали с противоположных сторон образца (см. рис. 3). В ходе эксперимента образец подвергали однократной импульсной стимуляции с использованием ксеноновой лампы. Распределение температурного поля на поверхности контролируемого изделия регистрировали с помощью ИК-тепловизора в процессе тепловой стимуляции и в течение 100 с на стадии охлаждения. Частота записи ИК-термограмм составляла 10 Гц, время наблюдения — 10 с.

Синтез результатов НК осуществляли в разработанном программном обеспечении (ПО) DeFinder. ПО позволяет проводить анализ графических изображений форматов *.jpg, *.jpeg, *.png, полученных различными методами НК, а также производить расчет площади дефектов. Для корректной работы с программой палитра цветов, используемых в графических данных, должна быть монохромной, двух- или трехцветной, а изображения, используемые для синтеза данных, должны иметь одинаковый формат. При работе с ПО оператор должен указать количество цветов в палитре и расставить соответствующие маркеры, задать линейные размеры образца для пересчета в пикселях на миллиметр, выставить требуемый показатель отношения сигнал/шум, который будет являться пороговым критерием для вычисления дефектных зон. Каждому цвету в RGB-палитре присваивают определенное численное значение. Далее производят нормировку данных и их синтез, основанный на операциях булевой алгебры, в соответствии с заданным пороговым значением отношения сигнал/шум.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Лазерная виброметрия

Результатом ЛВ были виброграммы лицевой (рис. 4а) и обратной (рис. 4б) поверхностей контрольного образца.

Приведенные на рис. 4 виброграммы отображают распределение амплитуды колебаний на поверхности образца, усредненное в диапазоне частот от 19 до 23 кГц с использованием системы управления лазерного виброметра. Полученные данные показали наличие дефекта, площадь которого, измеренная на лицевой стороне, составила 200 мм² (отношение сигнал/шум 7,5), в то время как на оборотной стороне образца — 1350 мм² (отношение сигнал/шум 12). Важно отметить, что различие в оценке площади дефектов по амплитуде и пороговому значению сигнал/шум в данном случае связано с различной глубиной залегания индивидуальных трещин и расслоений в интегральном ударном повреждении по отношению к наблюдаемой поверхности. В частности, амплитуда колебаний дефекта, близко расположенного к контролируемой поверхности, выше, чем в случае дефекта, залегающего на большей глубине. В связи с этим усреднение данных в избирательном диапазоне частот позволяет построить итоговое изображение, учитывающее колебания отдельных частей многослойного дефекта.

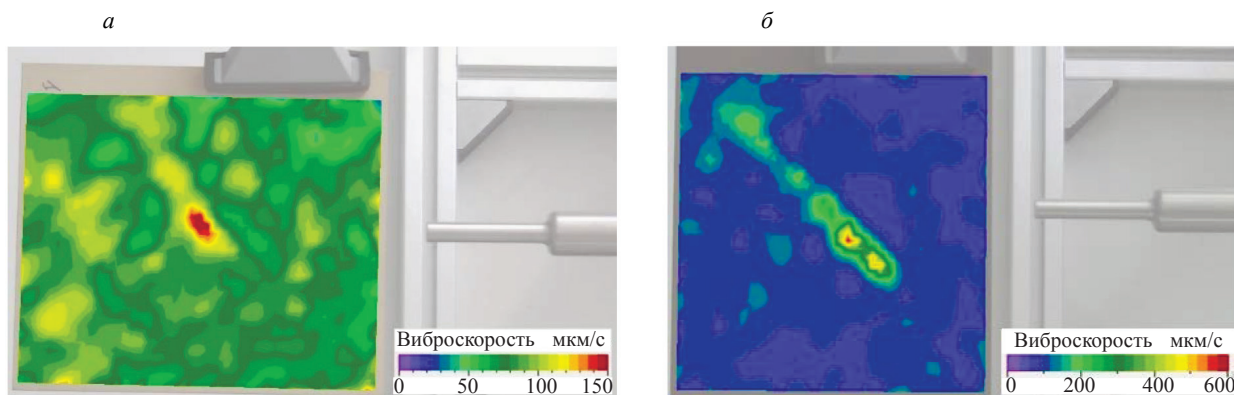


Рис. 4. Виброграммы лицевой и обратной поверхностей контрольного образца из углепластика, полученные в результате лазерного вибросканирования при бесконтактной ультразвуковой стимуляции:
а — лицевая поверхность; *б* — обратная поверхность.

Несмотря на резонансный режим работы магнитострикционного преобразователя, экспериментальные данные также могут быть усреднены. Однако в данном случае диапазон рабочих частот излучателя существенно ограничен, что следует учитывать при анализе данных. Амплитудно-частотный спектр акустического сигнала, вводимого в контролируемое изделие с использованием воздушносвязанного магнитострикционного излучателя, приведен на рис. 5.

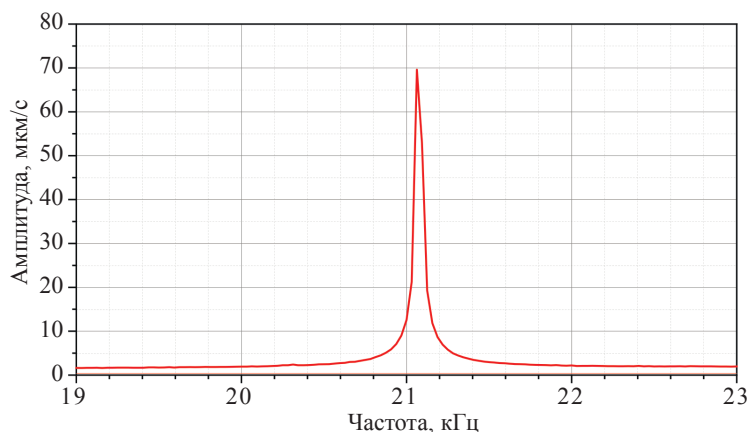


Рис. 5. Амплитудно-частотный спектр колебаний контрольного образца из углепластика.

Фактически, в процессе работы магнитострикционного преобразователя в контролируемое изделие вводят упругие волны в диапазоне частот от 20,8 до 21,5 кГц, максимальная амплитуда сигнала составляла 60 мкм/с на частоте 21,06 кГц. Следует отметить, что незначительное изменение амплитуды колебаний в околорезонансном диапазоне приводит к возбуждению колебаний различных частей дефекта, что может быть зарегистрировано лазерным виброметром на соответствующих частотах. В связи с этим для синтеза данных в ПО DeFinder были выбраны виброграммы на частотах 21250, 21312, 21375, 21438 и 21531 Гц (см. рис. 6).

Виброграммы на рис. 6 показывают, что сигнатуры ударного повреждения различаются в зависимости от частоты ультразвуковой стимуляции. Это связано с тем, что изменение частоты воздействующего сигнала приводит к изменению расположения пучностей и узлов стоячих волн как в исследуемом образце в целом, так и в локальной области дефекта. Также изменение частоты ультразвука приводит к вовлечению в процесс резонансных колебаний расслоения, расположенные на различной глубине залегания. Поэтому для уточнения информации о размере и форме дефектов зарегистрированные виброграммы целесообразно усреднять во всем диапазоне измеренных частот, используя процедуру синтеза данных.

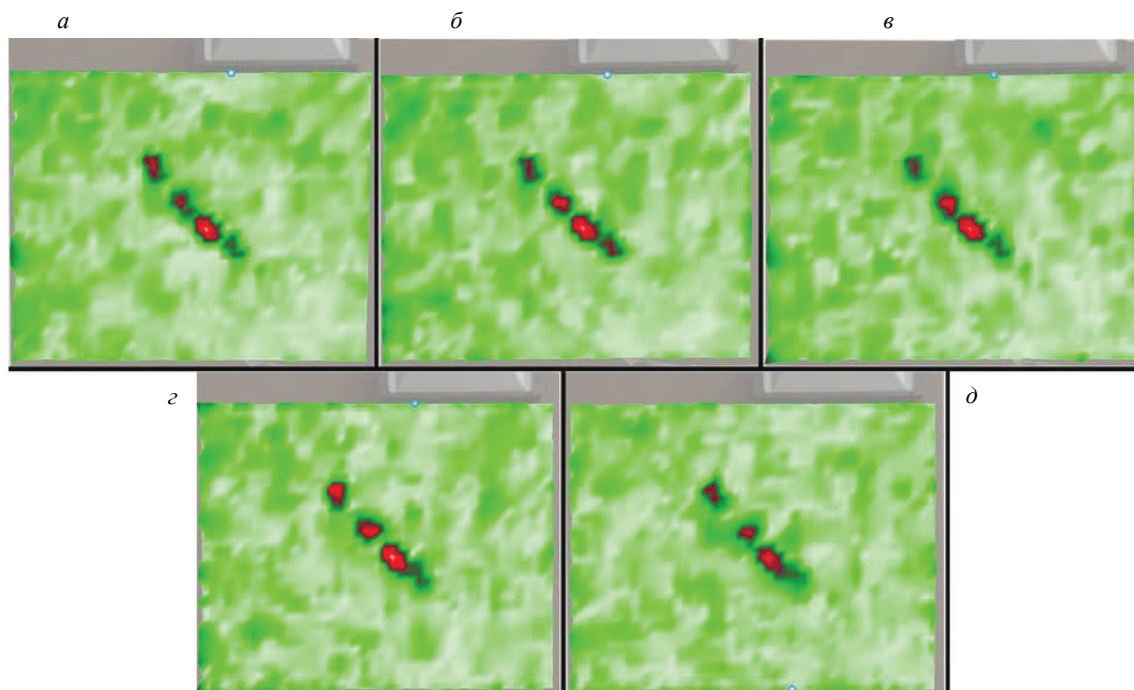


Рис. 6. Виброграммы контрольного образца на частотах 21250 Гц (а), 21312 Гц (б), 21375 Гц (в), 21438 Гц (г) и 21531 Гц (д).

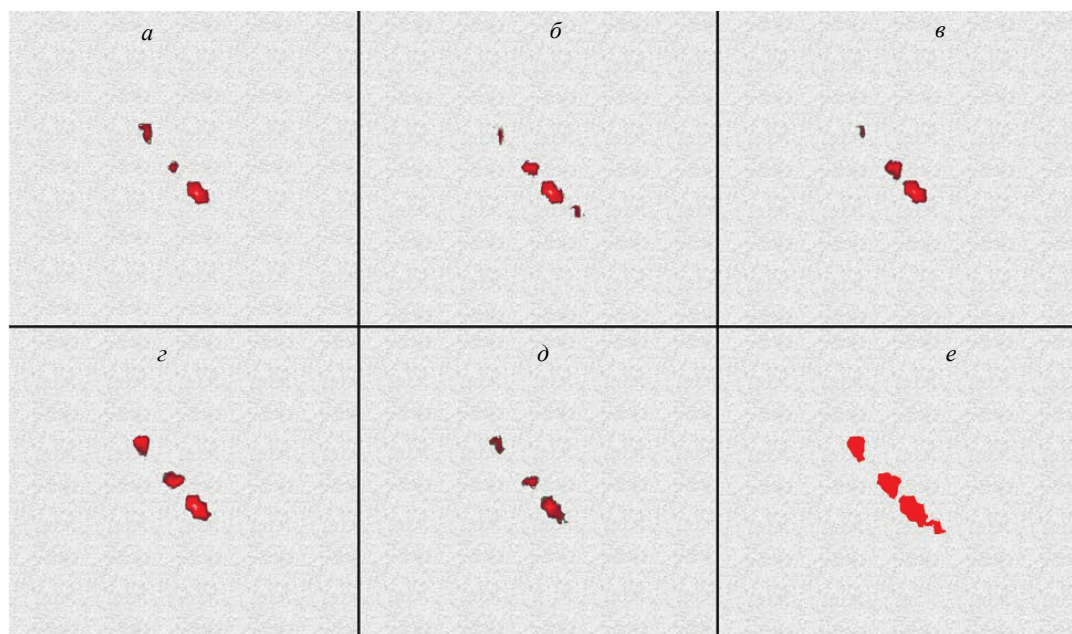


Рис. 7. Результаты определения дефектных областей в углепластике на различных частотах и использованием ПО DeFinder: 21250 Гц (а); 21312 Гц (б); 21375 Гц (в); 21438 Гц (г); 21531 Гц (д); синтез данных (е).

В настоящем исследовании экспериментальные виброграммы были подвергнуты синтезу в ПО, что позволило выделить дефектную область по заданному уровню отношения сигнал/шум и рассчитать ее площадь с учетом вклада колебаний различных участков дефекта в исследуемом диапазоне частот. Для определения максимальной площади повреждения операция булевого сложения была применена в рамках синтеза нескольких виброграмм. Сигнатуры дефектных зон, рассчитанные в ПО, приведены на рис. 7.

На рис. 7 приведены результаты оценки дефектных областей в образце в диапазоне частот от 21,25 до 21,531 кГц и их дизъюнктивного синтеза. Для уточнения границ дефектной области было применено булево сложение (дизъюнкция) результатов эксперимента (см. рис. 7е). Указанная процедура позволила ограничить максимальную зону дефекта для каждого рассматриваемого изображения. Результаты приведены в табл. 1.

Таблица 1

Площадь дефектной области, рассчитанная на различных частотах ультразвука, а также в результате синтеза данных

Частота, Гц	Площадь дефектной области, мм ²
21250	173
21312	196
21375	168
21438	246
21531	184
Булево сложение	321

Как видно из полученных данных (см. табл. 1), суммарная площадь дефектной области, определенная по результатам синтеза, в 1,3—1,85 раз превосходит экспериментальные результаты, рассчитанные для отдельных частот. В связи с этим для уточнения размеров и расположения дефектов необходимо проводить анализ виброграмм, зарегистрированных в избирательном диапазоне частот. Дизъюнктивный синтез в свою очередь позволяет уточнить размеры дефектов в композитах типа ударных повреждений.

3.2. Тепловой контроль

Результатом двухстороннего ТК была последовательность ИК-термограмм, отражающая процесс охлаждения исследованного композита. На рис. 8 приведена термограмма, зарегистрированная через 1,7 с после окончания тепловой стимуляции, что соответствовало максимальному контрасту дефектной и бездефектной зон.

Как видно из рис. 8, изменение температуры в области дефекта по сравнению с бездефектной зоной составило 10 °С, причем температура дефекта ниже, чем в бездефектной зоне, что связано

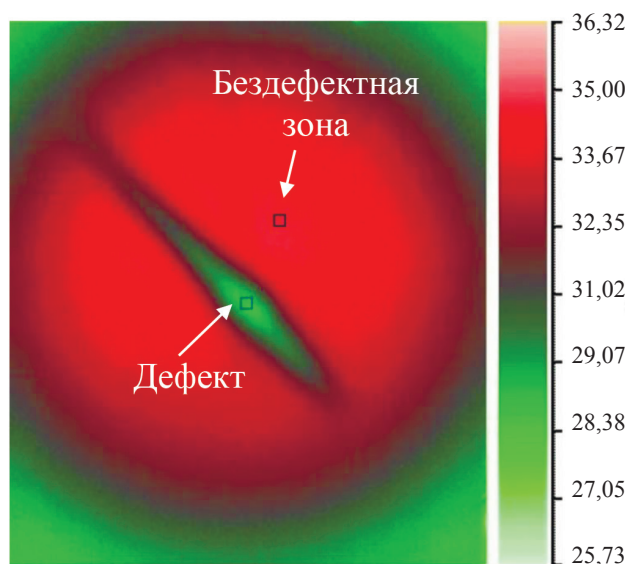


Рис. 8. Температурное поле контрольного образца через 1,7 с после нагрева.

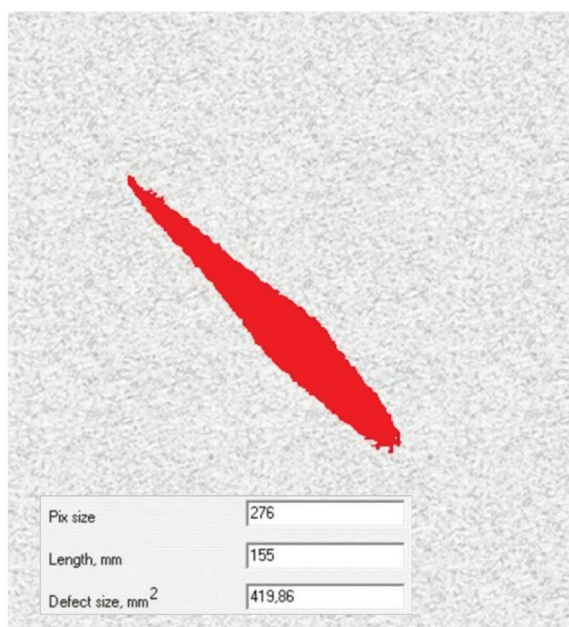


Рис. 9. Дефектная область, выделенная с помощью ПО DeFinder по результатам ТК контрольного образца.

с наличием воздушных полостей и трещин в структуре композита, повышающих локальное тепловое сопротивление композита.

Экспериментальная термограмма (см. рис. 8) была экспортирована в ПО DeFinder с целью выделения области дефекта и осуществления синтеза данных. Согласно использованному алгоритму, ПО производит расчет переходных оттенков палитры от минимального до максимального значения на температурной шкале. Далее попиксельно производят пересчет RGB-значений в вещественные числа с последующей нормировкой данных. После фильтрации термограмм по установленной пороговой величине отношения сигнал/шум выделяют дефектную зону и вычисляют ее площадь. В частности, для выбранного порога отношения сигнал/шум более 2 на термограмме была выделена область дефекта, показанная на рис. 9. Площадь дефектной зоны, изображенной красным цветом, составила 420 мм². В данном случае в качестве фона использован один из шаблонов, предлагаемых в ПО DeFinder, — регулярный серый. Однако в качестве фона также может быть выбрано одно из исходных изображений или фотография контролируемого изделия с целью уточнения масштаба и расположения дефекта. Полученное изображение (см. рис. 9) было в дальнейшем использовано для проведения синтеза данных ТК с результатами ЛВ.

3.3. Синтез данных

Синтез результатов ЛВ и ТК был проведен в ПО DeFinder двумя способами: путем булевого сложения и булевого умножения графических изображений. Алгоритм дизъюнктивного и конъюнктивного синтеза данных позволяет получить изображение, основанное на соответствующих логических операциях, примененных к пикселям с одинаковыми координатами на двух изображениях. Результатом этих операций являются области объединения и пересечения дефектных зон соответственно. На рис. 10 приведены результаты дизъюнктивного (а) и конъюнктивного (б) синтеза данных ЛВ и ТК.

В результате проведения синтеза данных в ПО DeFinder была определена суммарная площадь дефекта — 430 мм² (рис. 10а). Проведение дизъюнктивного синтеза данных (см. рис. 10а) позволило незначительно увеличить оценку площади дефекта до 445 мм², а проведение конъюнктивного синтеза (рис. 10б) — локализовать места, где одновременно используемые методы НК выявили дефектную зону. Результаты конъюнктивного синтеза в свою очередь могут являться критерием критического состояния материала.

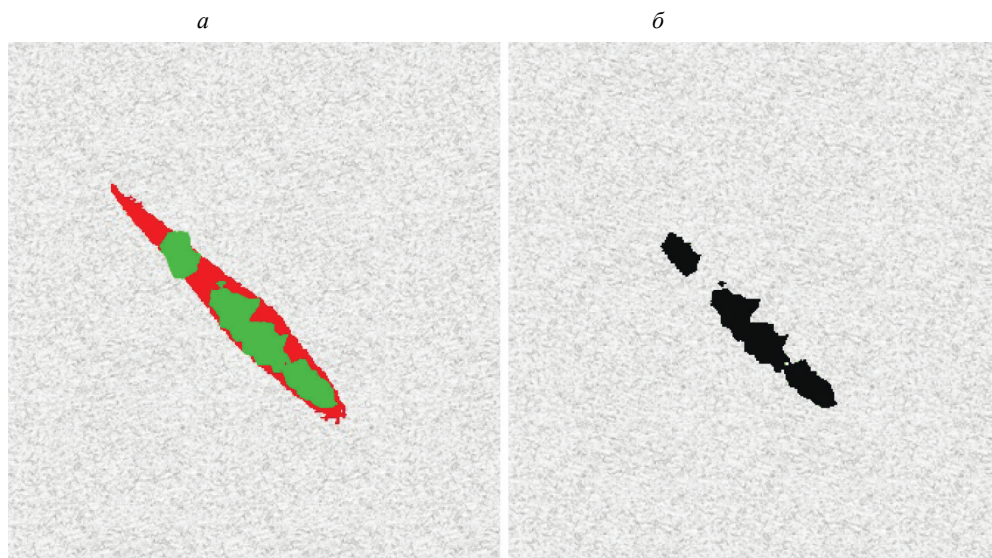


Рис. 10. Дизъюнктивный синтез (а) дефектных областей, определенных по результатам ТК (красный) и ЛВ (зеленый), а также их конъюнктивный синтез (б) (черный).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящем исследовании предложен новый способ синтеза данных, основанный на попиксельном анализе графических изображений, представленных в различных форматах и получаемых одним или несколькими методами НК. Алгоритм реализован в ПО DeFinder и позволяет автоматически распознавать расположение и форму дефектов, а также рассчитывать их площадь.

Вышеуказанный способ синтеза данных был апробирован на примере НК контрольного образца из углепластикового композита методами теплового контроля и лазерной виброметрии. Применены процедуры нормировки данных фильтрации по уровню отношения сигнал/шум, а также логические операции конъюнкции и дизъюнкции. Синтез данных осуществляли как в рамках одного метода НК для объединения данных лазерной виброметрии, полученных на различных частотах акустического сигнала, так и в рамках слияния результатов различных методов на примере анализа виброграмм и ИК-термограмм. По результатам ТК была определена максимальная зона ударного повреждения, в то время как лазерная виброметрия позволила уточнить границы дефекта. Таким образом, проведение синтеза данных позволило дополнить исходную информацию о сигнатурах ударного повреждения в углепластиковом композите, полученную каждым методом неразрушающего контроля, автоматизировать процесс распознавания дефектов, повысить производительность испытаний, а также снизить субъективность анализа данных.

Работа выполнена в рамках гранта РФФ № 23-79-01199 (разработка алгоритма синтеза данных, экспериментальные исследования методом теплового контроля) и гранта РФФ № 23-79-10107 (оборудование и экспериментальные результаты лазерной виброметрии).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Жуков В.В., Карпов А.А., Карпов И.А., Кокцинская Е.М., Хусаинов Р.Р. Анализ трендов перспективных материалов для нефтегазовой отрасли // ПРОНЕФТЬ. ПРОФЕССИОНАЛЬНО О НЕФТИ. 2022. № 3 (25). С. 136—147.
2. Meng Fanran, Cui Yuanlong, Pickering Steve, McKechnie Jon. From aviation to aviation: Environmental and financial viability of closed-loop recycling of carbon fibre composite // Composites Part B: Engineering. 1 November 2020. V. 200. P. 108362.
3. Tian Pei-Xiu, Li Yi-Dong, Hu Zhi, Zeng Jian-Bing. Fire-resistant and high-performance epoxy vitrimers for fully recyclable carbon fiber-reinforced composites // Materials Today Chemistry. March 2024. V. 36. P. 101965.
4. Pothnis Ja.R., Hajagolkar A.K., Anilchandra A.R., Das R., Gururaja S. Open-hole fatigue testing of ud-gfrp composite laminates containing aligned cnts using infrared thermography // COMPOSITE STRUCTURES. 2023. No. 324. P. 117557.

5. *Liu W.* Influence of nano-cutting fluid in new cutting and forming processes on heat transfer performance of mechanical engineering // *International Journal of Analytical Chemistry*. 2022. No. 2022. P. 5603355.
6. *Долматов Д.О., Хайрулин А.Р., Смолянский В.А.* Ультразвуковая томография с применением разреженных матричных антенных решеток и цифровой когерентной обработки с расчетами в частотной области // *Дефектоскопия*. 2023. № 5. С. 3—11.
7. ГОСТ Р 58062—2018 Национальный стандарт Российской Федерации «Ткани на основе углеродных волокон». Режим доступа: <https://docs.cntd.ru/document/1200158294> (последнее обращение 04.03.2024 г.).
8. *Caballol David, Raposo Álvaro P., Gil-Carrillo Francisco.* Non-destructive testing of concrete layer adhesion by means of vibration measurement // *Construction and Building Materials*. 12 January 2024. V. 411. P. 134548.
9. *Глушков Е.В., Глушкова Н.В., Ермоленко О.А.* Моделирование работы бесконтактного ультразвукового преобразователя в системах активного волнового мониторинга тонкостенных конструкций // *Дефектоскопия*. 2022. № 8. С. 12—24.
10. *Базулин А.Е., Базулин Е.Г., Вopilкин А.Х., Тихонов Д.С., Смотрова С.А., Иванов В.И.* Контроль образцов из полимерных композиционных материалов с использованием ультразвуковых антенных решеток // *Дефектоскопия*. 2022. № 6. С. 3—16.
11. *Дубинский С.В., Казьмин Е.А., Ковалев И.Е., Корнилов А.Б., Корнилов Г.А., Костенко В.М., Чернявский А.А.* Развитие вибротермографии как метода неразрушающего контроля изделий из полимерных конструкционных материалов с использованием принудительных механических вибраций // *Дефектоскопия*. 2021. № 6. С. 35—45.
12. *Bi Wenda, Zhao Yonghui, Shen Ruiqing, Li Bo, Hu Shufan, Ge Shuangcheng.* Multi-frequency GPR data fusion and its application in NDT // *NDT & E International*. October 2020. V. 115. P. 102289.
13. *Gros X.E., Bousigue J., Takahashi K.* NDT data fusion at pixel level // *NDT & E International*. July 1999. V. 32. Is. 5. P. 283—292.
14. *Han Wei, Feng Kan, Yang Huagen.* Phase Reversal Method for Damage Imaging in Composite Laminates Based on Data Fusion // *Applied Sciences*. 2022. V. 12. Is. 6. P. 2894.
15. *Hassani Sahar, Dackermann Ulrike, Mousavi Mohsen, Li Jianchun.* A systematic review of data fusion techniques for optimized structural health monitoring // *NDT & E International*. March 2024. V. 103. P. 102136.
16. Номенклатура и технические характеристики ИК камер PI Series (The Precision Line). Режим доступа: <https://www.optris.com/en/products/infrared-cameras/pi-series/> (последнее обращение 04.03.2024г.).
17. *Филатов К.А.* Методы определения секций трубопроводов на местности без проведения вскрышных работ (капиллярный и ультразвуковой методы) // *Инновации. Наука. Образование*. 2021. № 47. С. 1945—1951.

REFERENCES

1. *Zhukov V.V., Karpov A.A., Karpov I.A., Koktsinskaya E.M., Khusainov R.R.* Analysis of trends in promising materials for the oil and gas industry // *PRONEFT. PROFESSIONALLY ABOUT OIL*. 2022. No. 3 (25). P. 136—147.
2. *Fanran Meng, Cui Yuanlong, Pickering Steve, McKechnie Jon.* From aviation to aviation: Environmental and financial viability of closed-loop recycling of carbon fibre composite // *Composites Part B: Engineering*. 1 November 2020. V. 200. P. 108362.
3. *Tian Pei-Xiu, Li Yi-Dong, Hu Zhi, Zeng Jian-Bing.* Fire-resistant and high-performance epoxy vitrimers for fully recyclable carbon fiber-reinforced composites // *Materials Today Chemistry*. March 2024. V. 36. P. 101965.
4. *Pothnis Ja.R., Hajagolkar A.K., Anilchandra A.R., Das R., Gururaja S.* Open-hole fatigue testing of ud-gfrp composite laminates containing aligned cnts using infrared thermography// *COMPOSITE STRUCTURES*. 2023. No. 324. P. 117557.
5. *Liu W.* Influence of nano-cutting fluid in new cutting and forming processes on heat transfer performance of mechanical engineering // *International Journal of Analytical Chemistry*. 2022. No. 2022. P. 5603355.
6. *Dolmatov D.O., Khairulin A.R., Smolyansky V.A.* Ultrasound tomography using sparse matrix antenna arrays and digital coherent processing with calculations in the frequency domain // *Defektoskopiya*. 2023. No. 5. P. 3—11.
7. GOST R 58062—2018 National standard of the Russian Federation «Fabrics based on carbon fibers». Access mode: <https://docs.cntd.ru/document/1200158294> (last appeal 04.03.2024г.).
8. *Caballol David, Raposo Álvaro P., Gil-Carrillo Francisco.* Non-destructive testing of concrete layer adhesion by means of vibration measurement//*Construction and Building Materials*. 12 January 2024. V. 411. P. 134548.
9. *Glushkov E.V., Glushkova N.V., Ermolenko O.A.* Modeling the operation of a non-contact ultrasonic transducer in active wave monitoring systems of thin-walled structures // *Defektoskopiya*. 2022. No. 8. P. 12—24.

10. Bazulin A.E., Bazulin E.G., Vopilkin A.Kh., Tikhonov D.S., Smotrova S.A., Ivanov V.I. Inspection of samples made of polymer composite materials using ultrasonic antenna arrays // Defektoskopiya. 2022. No. 6. P. 3—16.
 11. Dubinsky S.V., Kazmin E.A., Kovalev I.E., Kornilov A.B., Kornilov G.A., Kostenko V.M., Chernyavsky A.A. Development of vibrothermography as a method of non-destructive testing of products made of polymer structural materials using forced mechanical vibrations // Defektoskopiya. 2021. No. 6. P. 35—45.
 12. Bi Wenda, Zhao Yonghui, Shen Ruiqing, Li Bo, Hu Shufan, Ge Shuangcheng. Multi-frequency GPR data fusion and its application in NDT // NDT & E International. October 2020. V. 115. P. 102289.
 13. Gros X.E., Bousigue J., Takahashi K. NDT data fusion at pixel level // DT & E International. July 1999. V. 32. Is. 5. P. 283—292.
 14. Han Wei, Feng Kan, Yang Huagen. Phase Reversal Method for Damage Imaging in Composite Laminates Based on Data Fusion // Applied Sciences. 2022. V. 12. Is. 6. P. 2894.
 15. Hassani Sahar, Dackermann Ulrike, Mousavi Mohsen, Li Jianchun. A systematic review of data fusion techniques for optimized structural health monitoring // NDT & E International. March 2024. V. 103. P. 102136.
 16. Nomenclature and technical characteristics of IR cameras PI Series (The Precision Line). Access mode: <https://www.optris.com/en/products/infrared-cameras/pi-series/> (last appeal 04.03.2024r.).
 17. Filatov K.A. Methods for identifying pipeline sections on the ground without stripping operations (capillary and ultrasonic methods) // Innovations. The science. Education. 2021. No. 47. P. 1945—1951.
-

ЖУРНАЛ ИЗДАЕТСЯ ПОД РУКОВОДСТВОМ ОТДЕЛЕНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК РАН

Главный редактор Костин В.Н. — д.т.н., ИФМ УрО РАН, Екатеринбург, Россия

Редакционный совет

- Добман Герд — доктор, Фраунгоферовский институт, Саарбрюкен, Германия
- Ключев В.В. — академик РАН, МНПО “Спектр”, Москва, Россия
- Курмаев Э.З. — д.ф.-м.н., ИФМ УрО РАН, Екатеринбург, Россия
- Новиков В.А. — д.т.н., БРУ, Могилев, Беларусь

Редакционная коллегия

- Смородинский Я.Г. — д.т.н., зам. гл. редактора, ИФМ УрО РАН, Екатеринбург, Россия
- Василенко О.Н. — к.т.н., отв. секретарь, ИФМ УрО РАН, Екатеринбург, Россия
- Арнольд В.К. — профессор, Саарский университет, Саарбрюкен, Германия
- Вавилов В.П. — д.т.н., ТПУ, Томск, Россия
- Вайнштейн И.А. — д.ф.-м.н., УрФУ, Екатеринбург, Россия
- Галахов В.Р. — д.ф.-м.н., ИФМ УрО РАН, Екатеринбург, Россия
- Грум Янец — профессор, Университет Любляны, Словения
- Дымкин Г.Я. — д.т.н., ЛИИЖТ, Санкт-Петербург, Россия
- Жанг Х. — профессор, Харбинский институт технологий, Харбин, КНР
- Зацепин А.Ф. — к.т.н., УрФУ, Екатеринбург, Россия
- Крёнинг М.В. — профессор, Саарский университет, Саарбрюкен, Германия,
профессор, университет Сан-Пауло, Бразилия
- Малдаг К. — профессор, университет Лавалья, Квебек, Канада
- Муравьев В.В. — д.т.н., ИжГТУ, Ижевск, Россия
- Ничипурук А.П. — д.т.н., ИФМ УрО РАН, Екатеринбург, Россия
- Поволоцкая А.М. — к.т.н., ИМАШ УрО РАН, Екатеринбург, Россия
- Ринкевич А. Б. — член-корр. РАН, ИФМ УрО РАН, Екатеринбург, Россия
- Смирнов С.В. — д.т.н., ИМАШ УрО РАН, Екатеринбург, Россия
- Сясько В.А. — д.т.н., СПГУ, Санкт-Петербург

Адрес редакции: 620108, г. Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

Телефоны: (343) 374-05-54; 378-36-02

e-mail: defect@imp.uran.ru

Сайт журнала: <http://defectoskopiya.ru>

Свидетельство о регистрации средства массовой информации
ПИ № ФС77-79412 от 02 ноября 2020 г., выдано Федеральной службой по надзору в сфере связи,
информационных технологий и массовых коммуникаций

Подписано к печати 23.04.2024 г. Дата выхода в свет 02.05.2024 г. Формат 60х88 1/8. Усл.печ.л.8,3.
Печать цифровая. Уч.-изд.л 8,5. Тираж 121 экз. Заказ 326. Цена свободная.

**УЧРЕДИТЕЛИ: РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
УРАЛЬСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ РАН
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ МЕТАЛЛОВ УрО РАН**

Издатель: Российская академия наук, 119991 Москва, Ленинский просп., 14

Исполнитель: ФГБУ «Издательство «Наука»:
121099, г. Москва, Шубинский пер., д. 6, стр. 1.

Отпечатано в ФГБУ «Издательство «Наука»:
121099, г. Москва, Шубинский пер., д. 6, стр. 1.

16+