

ISSN 0320-7919

Том 70, Номер 2

Март - Апрель 2024



АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ



НАУКА

— 1727 —

СОДЕРЖАНИЕ

Том 70, номер 2, 2024

КЛАССИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ЛИНЕЙНОЙ АКУСТИКИ И ТЕОРИИ ВОЛН

- Корреляционный итерационный метод акустической томографии
с некогерентными источниками поля
К. В. Дмитриев 143
- Внутренние симметричные волны Лэмба для больших фазовых скоростей
В. В. Мокряков 156

НЕЛИНЕЙНАЯ АКУСТИКА

- Влияние 3D-печати на упругие свойства нитевидных образцов полимера ABS
А. Б. Володарский, А. И. Кокшайский, Н. И. Одина, А. И. Коробов, Е. С. Михалев 167

ФИЗИЧЕСКАЯ АКУСТИКА

- Акустическая диагностика подводных выбросов, распространяющихся в виде многофазной струи
И. К. Гималудинов, М. В. Столповский, Е. Ю. Кочанова 174
- Теплоемкость и особенности фононного спектра
монокристаллов твердых растворов иттрий-лутециевых алюмогранатов
С. А. Никитов, А. В. Таранов, Е. Н. Хазанов, Е. В. Чарная, М. В. Лихолетова, Е. В. Шевченко 180
- Исследование частотного диапазона работы пьезоэлектрического преобразователя
акустооптического фильтра электрическим и оптическим методами
Н. В. Поликарпова, В. Э. Пожар 186
- Компенсация аберраций при фокусировке ультразвука через череп на основе данных КТ и МРТ
*Д. Д. Чупова, П. Б. Росницкий, О. В. Солонцов, Л. Р. Гаврилов, В. Е. Сеницын, Е. А. Мершина,
О. А. Сапожников, В. А. Хохлова* 193

АКУСТИКА ОКЕАНА. ГИДРОАКУСТИКА

- Оценка координат подвижных морских роботов с использованием векторно-скалярных антенн,
стационарно установленных в глубоком море
Г. М. Глебова, Г. А. Жбанков, Г. Н. Кузнецов 206
- Определение дистанции до подводного источника
в условиях дальних зон акустической освещенности
И. Е. Лободин, А. И. Машошин 217
- Влияние слаборасходящегося акустического пучка
на формирование пространственно-временной структуры импульсных сигналов
в подводном звуковом канале
Ю. В. Петухов, Е. Л. Бородина 225
- Моделирование коэффициента усиления вертикальной антенны
в мелководном волноводе со взволнованной поверхностью
М. А. Раевский, В. Г. Бурдуковская 232

АТМОСФЕРНАЯ И АЭРОАКУСТИКА

- Характеристики скалярного частотно-волнового спектра пристеночных пульсаций давления
в безградиентном турбулентном пограничном слое
Е. Б. Кудашев, Л. Р. Яблоник 244
-

АКУСТИКА СТРУКТУРНО НЕОДНОРОДНЫХ ТВЕРДЫХ СРЕД. ГЕОЛОГИЧЕСКАЯ АКУСТИКА

- Экспериментальное исследование медленной релаксации скорости звука в карбонатной породе
А. В. Лебедев, С. А. Манаков 253
-

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ТЕХНИЧЕСКОЙ АКУСТИКИ

- Исследование качества термодиффузионной сварки кристаллов
в дисковом оптическом элементе оптоакустическим методом
В. В. Казаков, И. Б. Мухин, А. А. Курников, П. В. Субочев 273
-

ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

- К вопросу о звучании речи и фортепиано
В. А. Зверев, А. И. Малеханов 283
-

ИНФОРМАЦИЯ

- Система цикло-пролонгированного информационного обеспечения в области акустики
А. Б. Горшков, В. Г. Шамаев 289
- Памяти Виталия Анатольевича Зверева (03.11.1924—06.03.2024) 297

КЛАССИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ЛИНЕЙНОЙ АКУСТИКИ И ТЕОРИИ ВОЛН

УДК 534.2:517.4

КОРРЕЛЯЦИОННЫЙ ИТЕРАЦИОННЫЙ МЕТОД АКУСТИЧЕСКОЙ ТОМОГРАФИИ С НЕКОГЕРЕНТНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ ПОЛЯ

© 2024 г. К. В. Дмитриев*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, ГСП-1,
Ленинские горы, Москва, 119991 Россия*

**e-mail: presentatio@mail.ru*

Поступила в редакцию 01.09.2023 г.

После доработки 14.11.2023 г.

Принята к публикации 19.12.2023 г.

Предложен метод восстановления акустических параметров среды с помощью итерационной обработки матриц когерентности акустического поля случайных источников, для части из которых известна их плотность мощности. Обсуждаются возможности повышения устойчивости и ускорения сходимости метода. Проводится сравнение результатов восстановления с функционально-аналитическим подходом, основанным на обработке амплитуды рассеяния.

Ключевые слова: обратная задача рассеяния, метод шумовой интерферометрии, уравнение Липпмана—Швингера, борновское приближение, итерационные алгоритмы, функционально-аналитические алгоритмы

DOI: 10.31857/S0320791924020013, **EDN:** YNXAGE

1. ВВЕДЕНИЕ

Пассивная акустическая томография — это метод определения свойств исследуемой среды, не использующий активные источники звука. Он основан на регистрации и последующей обработке акустического излучения от присутствующих в среде источников. Задачи такого рода возникают, например, в медицинской томографии [1–3], где акустическое поле порождается тепловым движением частиц; в геоакустике [4, 5], где его источниками служат микросейсмы; в гидроакустике [6, 7], где оно включает естественные и антропогенные шумы различной природы, в гелиосейсмологии [8, 9]. Отсутствие активных источников звука, во-первых, существенно удешевляет такие исследования, а во-вторых, является более предпочтительным с точки зрения вопросов экологии (в гео- и гидроакустике) или уменьшения воздействия на организм (в медицине). Вместе с тем, методы пассивной томографии оказываются сложнее, чем методы активной томографии. Это связано с необходимостью оценки не только искомым свойств среды, но и описания создающих акустическое поле источников. Такая комбинированная обратная задача излучения-рассеяния представляется сильно недоопределенной, и для ее успешного решения целесообразно наложить те или иные дополнительные ограничения

на класс возможных источников поля и допустимые диапазоны свойств среды.

Одним из методов пассивной акустической томографии является метод шумовой интерферометрии. В его основе лежит предположение о том, что акустическое поле создается некогерентными источниками, пространственная плотность мощности которых изотропна по отношению к системе наблюдения. Тогда корреляционная функция сигналов, зарегистрированных в двух точках среды, оказывается пропорциональной разности запаздывающей и опережающей функций Грина этой среды с аргументами в виде координат выбранных двух точек. Корреляционную функцию можно определить на основе экспериментальных данных. Далее она используется для постановки и решения обратной задачи рассеяния. В качестве недостатка метода шумовой интерферометрии можно указать ограничения, накладываемые на область его применимости. Первым ограничивающим фактором является требование инвариантности описывающих среду уравнений по отношению к преобразованию обращения времени, которое нарушается в присутствии течений или поглощения звука. Эти вопросы обсуждались в работах [10–12]. Второй фактор связан с тем, что метод перестает работать, если мощность шума, приходящего с некоторого

направления, выше, чем с других. Поскольку такая анизотропия шума встречается часто, это требует осторожности при практическом применении.

В случае, когда анизотропия шумового поля вызвана наличием небольшого числа (по сравнению с числом элементов приемной антенной решетки) дополнительных источников, удается “восстановить” работоспособность метода шумовой интерферометрии [13]. Для этого корреляционной обработке подвергаются все доступные в эксперименте пары сигналов, в результате чего в каждой относительно узкой полосе частот вычисляются их матрицы когерентности. Для каждой из них осуществляется корректировка максимальных собственных чисел так, чтобы минимизировать дисперсию диагональных элементов итоговых матриц после коррекции. Схожая процедура описывалась в [14, 15], где она использовалась для улучшения видимости слабых источников сигнала на фоне более мощных. Физически ее применение означает такую фазировку приемной антенной решетки, при которой сигналы из области пространственной локализации дополнительных источников, создающих анизотропную часть шумового поля, подавляются до среднего уровня шумов. В результате получается набор корреляционных функций, близких по значениям к искомым разностям функций Грина.

В случае, когда число дополнительных источников соизмеримо или превосходит количество элементов приемной антенной решетки, описанная процедура коррекции собственных чисел не приводит к успеху. Тогда предлагается отказаться от использования метода шумовой интерферометрии и рассмотреть задачу акустической томографии в следующей постановке, которая является предметом настоящей статьи. Предполагается, что шумовое поле в среде создается стационарными фоновыми источниками с неизвестной пространственной плотностью мощности $I^{(0)}(\mathbf{r})$. Дополнительно к ним в среде могут появляться независимые контролируемые некогерентные источники с известной пространственной плотностью мощности $I^{(n)}(\mathbf{r})$. Термин “контролируемые” понимается в том смысле, что в эксперименте доступны как сигналы, записанные при наличии лишь фоновых источников $I^{(0)}(\mathbf{r})$, так и сигналы, записанные при наличии источников обоих типов, т.е. с пространственной плотностью мощности $I^{(0)}(\mathbf{r}) + I^{(n)}(\mathbf{r})$. Верхний индекс n , который в дальнейшем будет называться ракурсом облучения, при этом означает номер пространственной конфигурации контролируемых некогерентных источников, и при $n = 0$ такие источники отсутствуют.

В некоторых случаях описанная постановка задачи может быть формально отнесена к пассивной томографии. Например, в приложениях гидроакустики может рассматриваться акустическое поле в акватории, по которой перемещаются суда,

причем их координаты и мощность создаваемого шума известны. Изменение положения судов с течением времени обеспечивает перебор ракурсов облучения; при этом предполагается, что свойства среды за время наблюдений меняются слабо. В других случаях контролируемые источники могут быть созданы специально, что отвечает задаче активной или активно-пассивной томографии. Например, в медицине может идти речь о использовании собственного теплового акустического излучения биологических сред совместно с некогерентным излучением дополнительной “подсветки” [2, 3]. Сделав такое замечание, дальнейшее рассмотрение можно вести независимо от природы контролируемых источников.

2. КОРРЕЛЯЦИОННЫЙ ИТЕРАЦИОННЫЙ МЕТОД

Рассматривается рассеяние акустического поля на неоднородности, занимающей внутри всего координатного пространства $\mathbb{R}^d$ размерности d область $\mathcal{R}$ конечных размеров. Вне $\mathcal{R}$ находится однородная фоновая среда. Предполагается, что сигналы сосредоточены в узкой полосе частот с центральной частотой ω_0 , и временная зависимость выбирается в виде $\sim \exp(-i\omega_0 t)$. Координатные зависимости скорости звука $c(\mathbf{r})$ и амплитудного коэффициента поглощения $\alpha(\mathbf{r})$ описываются с помощью комплексного волнового числа $k(\mathbf{r}) \equiv \omega/c(\mathbf{r}) + i\alpha(\mathbf{r})$. Снаружи неоднородности, т.е. внутри фоновой среды, оно известно: $k(\mathbf{r}) \equiv k_0$ при $\mathbf{r} \in \mathbb{R}^d \setminus \mathcal{R}$. Кроме этого, считается известной функция $k_a(\mathbf{r})$, которая равна k_0 вне неоднородности, а внутри нее выражает априорную оценку свойств этой неоднородности. Такое предположение не снижает общность рассмотрения, т.к. в отсутствие дополнительной информации можно положить $k_a(\mathbf{r}) \equiv k_0$ во всем пространстве.

Потенциал $\varphi(\mathbf{r})$ акустического поля удовлетворяет уравнению Гельмгольца:

$$\Delta\varphi(\mathbf{r}) + k^2(\mathbf{r})\varphi(\mathbf{r}) = F(\mathbf{r}), \quad \mathbf{r} \in \mathbb{R}^d, \quad (1)$$

где $F(\mathbf{r})$ — источники поля. Его решение, с учетом условия излучения на бесконечности, имеет вид

$$\varphi(\mathbf{r}) = \int_{\mathbb{R}^d} G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') F(\mathbf{r}') d\mathbf{r}', \quad \mathbf{r}, \mathbf{r}' \in \mathbb{R}^d, \quad (2)$$

где $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ — запаздывающая функция Грина рассматриваемой неоднородной среды. Аналогичное уравнение Гельмгольца можно записать для поля $\varphi_a(\mathbf{r})$, которое создают те же самые источники в среде с волновым числом $k_a(\mathbf{r})$:

$$\Delta\varphi_a(\mathbf{r}) + k_a^2(\mathbf{r})\varphi_a(\mathbf{r}) = F(\mathbf{r}), \quad \mathbf{r} \in \mathbb{R}^d. \quad (3)$$

В этом случае вводится запаздывающая функция Грина $G_a(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$, и решение уравнения (3) имеет вид

$$\varphi_a(\mathbf{r}) = \int_{\mathbb{R}^d} G_a(\mathbf{r}, \mathbf{r}') F(\mathbf{r}') d\mathbf{r}'.$$

Если добавить в обе части уравнения (1) слагаемое $\varepsilon(\mathbf{r})\varphi(\mathbf{r})$, где $\varepsilon(\mathbf{r}) \equiv k_a^2(\mathbf{r}) - k^2(\mathbf{r})$ — функция рассеивателя относительно среды с волновым числом $k_a(\mathbf{r})$, получится уравнение (3) с источниками поля, равными $F(\mathbf{r}) + \varepsilon(\mathbf{r})\varphi(\mathbf{r})$. Его формальное решение с помощью функции Грина приводит к хорошо известному в квантовой теории поля уравнению Липпмана—Швингера [16]. Оно часто служит основой для решения обратных задач и в акустике [17, 18]:

$$\begin{aligned} \varphi(\mathbf{r}) &= \varphi_a(\mathbf{r}) + \int_{\mathbb{R}} G_a(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \varepsilon(\mathbf{r}') \varphi(\mathbf{r}') d\mathbf{r}', \\ \mathbf{r} &\in \mathbb{R}^d, \quad \mathbf{r}' \in \mathbb{R}. \end{aligned} \quad (4)$$

Это уравнение отражает тот факт, что полное поле источника $\varphi(\mathbf{r})$ складывается из падающего поля $\varphi_a(\mathbf{r})$, которое он создавал бы в среде с волновым числом $k_a(\mathbf{r})$, и рассеянного поля, выраженного интегралом по области неоднородности $\mathbb{R}$, где функция $\varepsilon(\mathbf{r})$ отлична от нуля. Учитывая, что (4) выполнено при любой конфигурации источников поля, и полагая $F(\mathbf{r}) = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'')$ при произвольном $\mathbf{r}''$, можно записать такое же по форме уравнение относительно функции Грина $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$:

$$\begin{aligned} G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') &= G_a(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + \int_{\mathbb{R}} G_a(\mathbf{r}, \mathbf{r}'') \varepsilon(\mathbf{r}'') G(\mathbf{r}'', \mathbf{r}') d\mathbf{r}'', \\ \mathbf{r}, \mathbf{r}' &\in \mathbb{R}^d, \quad \mathbf{r}'' \in \mathbb{R}. \end{aligned} \quad (5)$$

Его можно использовать для вычисления функции $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$, если известна функция $G_a(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$. В свою очередь, функцию $G_a(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ можно определить из того же уравнения (5), выполнив замену переменных и рассматривая теперь в качестве априорной оценки однородную среду с волновым числом k_0 и функцией Грина $G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$:

$$\begin{aligned} G_a(\mathbf{r}, \mathbf{r}') &= G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + \int_{\mathbb{R}} G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}'') \varepsilon_a(\mathbf{r}'') G_a(\mathbf{r}'', \mathbf{r}') d\mathbf{r}'', \\ \mathbf{r}, \mathbf{r}' &\in \mathbb{R}^d, \quad \mathbf{r}'' \in \mathbb{R}. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь $\varepsilon_a(\mathbf{r}) \equiv k_0^2 - k_a^2(\mathbf{r})$ — функция рассеивателя для априорной оценки $k_a(\mathbf{r})$ относительно фоновой среды. Функция Грина $G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ известна аналитически [2, 17–19]. Например, в двумерном случае ($d = 2$), который будет рассматриваться в дальнейшем на этапе численного моделирования, $G_0^{(d=2)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -\frac{i}{4} H_0^{(1)}(k_0 |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)$, где

$H_0^{(1)}(\cdot)$ — функция Ханкеля первого рода нулевого порядка. В случае, когда априорная оценка $k_a(\mathbf{r})$ близка к истинному значению $k(\mathbf{r})$, $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \approx G_a(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$, и для уравнения (5) справедливо борновское приближение [17, 18, 20, 21]:

$$\begin{aligned} G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') &\approx G_a(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + \int_{\mathbb{R}} G_a(\mathbf{r}, \mathbf{r}'') \varepsilon(\mathbf{r}'') G_a(\mathbf{r}'', \mathbf{r}') d\mathbf{r}'', \\ \mathbf{r}, \mathbf{r}' &\in \mathbb{R}^d, \quad \mathbf{r}'' \in \mathbb{R}. \end{aligned} \quad (7)$$

Далее рассматриваются акустические поля, порожденные шумовыми источниками $F^{(n)}(\mathbf{r})$ при каждом n -м ракурсе облучения. Регистрация сигналов осуществляется с помощью N_R приемников. Каждый j -й из них можно задать, определив множество точек S_j его поверхности. Тогда принятые сигналы $U_j^{(n)}$ представляются в виде

$$U_j^{(n)} = \int_{S_j} \varphi^{(n)}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (8)$$

где $\varphi^{(n)}(\mathbf{r})$, $\mathbf{r} \in \mathbb{R}^d$ — поле акустического потенциала при соответствующем ракурсе облучения. На их основе формируется набор матриц когерентности, элементы которых определяются как $\Gamma_{ij}^{(n)} = \left\langle U_i^{(n)} \{U_j^{(n)}\}^* \right\rangle$, где “*” означает комплексное сопряжение, а угловые скобки — усреднение по всем реализациям. Последовательно учитывая (8) и (2), а также принимая во внимание, что функции Грина являются детерминированными, и их можно вынести из-под операции усреднения, для матриц когерентности можно получить выражение

$$\begin{aligned} \Gamma_{ij}^{(n)} &= \\ &= \int_{S_i} d\mathbf{r}' \int_{S_j} d\mathbf{r}'' \int_{\mathbb{R}^d} d\mathbf{r}_1 \int_{\mathbb{R}^d} d\mathbf{r}_2 G(\mathbf{r}', \mathbf{r}_1) G^*(\mathbf{r}'', \mathbf{r}_2) \Gamma_F^{(n)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2). \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь $\Gamma_F^{(n)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \equiv \left\langle F^{(n)}(\mathbf{r}_1) \{F^{(n)}(\mathbf{r}_2)\}^* \right\rangle$ — функция когерентности источников поля, расположенных в двух произвольных точках $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2 \in \mathbb{R}^d$. Поскольку фоновые источники и контролируемые источники предполагаются независимыми, и, кроме того, контролируемые источники некогерентны, выполняется равенство

$$\begin{aligned} \Gamma_F^{(n)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) &= \Gamma_F^{(0)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) + I^{(n)}(\mathbf{r}_1) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2), \\ \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2 &\in \mathbb{R}^d, \end{aligned}$$

где $\Gamma_F^{(0)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ и $I^{(n)}(\mathbf{r}_1) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$ — функции когерентности фоновых и контролируемых источников

поля, соответственно. Тогда разность матриц когерентности при n -м и нулевом ракурсах облучения зависит лишь от мощности контролируемых источников $I^{(n)}(\mathbf{r})$:

$$\Gamma_{ij}^{(n)} - \Gamma_{ij}^{(0)} = \int_{S_i} \int_{S_j} \Gamma_G^{(n)}(\mathbf{r}', \mathbf{r}'') d\mathbf{r}' d\mathbf{r}'', \quad (10)$$

где

$$\Gamma_G^{(n)}(\mathbf{r}', \mathbf{r}'') \equiv \int_{\Omega} G(\mathbf{r}', \mathbf{r}) G^*(\mathbf{r}'', \mathbf{r}) I^{(n)}(\mathbf{r}) d\mathbf{r},$$

$$\mathbf{r}', \mathbf{r}'' \in \mathbb{R}^d. \quad (11)$$

Величина $\Gamma_G^{(n)}(\mathbf{r}', \mathbf{r}'')$ представляет собой функцию когерентности полей контролируемых источников, которые измеряются в точках $\mathbf{r}'$ и $\mathbf{r}''$. Ее можно представить с помощью уравнения (5) в виде суммы четырех слагаемых:

$$\begin{aligned} \Gamma_G^{(n)}(\mathbf{r}', \mathbf{r}'') &= \int_{\Omega} d\mathbf{r} I^{(n)}(\mathbf{r}) G_a(\mathbf{r}', \mathbf{r}) G_a^*(\mathbf{r}'', \mathbf{r}) + \\ &+ \int_{\mathbb{R}} d\mathbf{r}_1 G_a^*(\mathbf{r}'', \mathbf{r}_1) \varepsilon^*(\mathbf{r}_1) \int_{\Omega} d\mathbf{r} I^{(n)}(\mathbf{r}) G_a(\mathbf{r}', \mathbf{r}) G^*(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}) + \\ &+ \int_{\mathbb{R}} d\mathbf{r}_1 G_a(\mathbf{r}', \mathbf{r}_1) \varepsilon(\mathbf{r}_1) \int_{\Omega} d\mathbf{r} I^{(n)}(\mathbf{r}) G(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}) G_a^*(\mathbf{r}'', \mathbf{r}) + \\ &+ \int_{\mathbb{R}} d\mathbf{r}_1 G_a(\mathbf{r}', \mathbf{r}_1) \varepsilon(\mathbf{r}_1) \int_{\mathbb{R}} d\mathbf{r}_2 G_a^*(\mathbf{r}'', \mathbf{r}_2) \varepsilon^*(\mathbf{r}_2) \times \\ &\times \int_{\Omega} d\mathbf{r} I^{(n)}(\mathbf{r}) G(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}) G^*(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}), \end{aligned}$$

где $\mathbf{r}', \mathbf{r}'' \in \mathbb{R}^d$. Первое слагаемое

$$\Gamma_{Ga}^{(n)}(\mathbf{r}', \mathbf{r}'') = \int_{\Omega} d\mathbf{r} I^{(n)}(\mathbf{r}) G_a(\mathbf{r}', \mathbf{r}) G_a^*(\mathbf{r}'', \mathbf{r}) \quad (12)$$

известно, поскольку оно зависит от известной мощности $I^{(n)}(\mathbf{r})$ и функций Грина $G_a(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$, которые могут быть рассчитаны с помощью (6). Остальные слагаемые выражают нелинейную зависимость от искомой функции $\varepsilon(\mathbf{r})$. Такая нелинейность присутствует явно в последнем слагаемом, содержащем произведение двух таких функций, и неявно во втором и третьем слагаемых, поскольку в них входит неизвестная функция Грина исследуемой среды. В этом смысле уравнение (11) схоже с уравнением Липпмана—Швингера (5), которое также нелинейно относительно искомой функции $\varepsilon(\mathbf{r})$. Для решения уравнения (11) предлагается применить итерационный подход, который нередко используется [17, 18, 22, 23] при решении уравнения типа (5). Он состоит в последовательном улучшении априорной оценки функции $k(\mathbf{r})$, для чего в уравнениях (5) или (11) используется линеаризующее их борновское приближение (7); после этого

функция $G_a(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ пересчитывается согласно (6). В борновском приближении $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \approx G_a(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$, и поэтому

$$\begin{aligned} \Gamma_{ij}^{(n)} - \Gamma_{ij}^{(0)} &= \int_{S_i} d\mathbf{r}' \int_{S_j} d\mathbf{r}'' \Gamma_{Ga}^{(n)}(\mathbf{r}', \mathbf{r}'') \approx \\ &\approx \int_{S_i} d\mathbf{r}' \int_{S_j} d\mathbf{r}'' \int_{\mathbb{R}} d\mathbf{r} \left[\varepsilon(\mathbf{r}) G_a(\mathbf{r}', \mathbf{r}) \Gamma_{Ga}^{(n)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'') + \right. \\ &\left. + \left\{ \varepsilon(\mathbf{r}) G_a(\mathbf{r}'', \mathbf{r}) \Gamma_{Ga}^{(n)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \right\}^* \right]. \quad (13) \end{aligned}$$

Сходство уравнений (7) и (13) легко прослеживается: роль падающего поля выполняет функция когерентности $\Gamma_{Ga}^{(n)}(\mathbf{r}', \mathbf{r}'')$; роль полного поля, регистрируемого на антенной решетке, выполняет разность $\Gamma_{ij}^{(n)} - \Gamma_{ij}^{(0)}$. Для решения (13) надо предварительно вычислить $\Gamma_{Ga}^{(n)}(\mathbf{r}', \mathbf{r}'')$ с помощью (12), что на практике не очень удобно. Вместо этого вводятся обозначения $Q_a(\mathbf{r}', \mathbf{r}'', \mathbf{r}) \equiv G_a(\mathbf{r}', \mathbf{r}) G_a^*(\mathbf{r}'', \mathbf{r})$ и $P_a(\mathbf{r}', \mathbf{r}'', \mathbf{r}_1, \mathbf{r}) \equiv G_a(\mathbf{r}', \mathbf{r}_1) G_a(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}) G_a^*(\mathbf{r}'', \mathbf{r})$ для произведений двух и трех функций Грина соответственно, и производится перегруппировка множителей:

$$\begin{aligned} \Gamma_{ij}^{(n)} - \Gamma_{ij}^{(0)} &= \int_{S_i} d\mathbf{r}' \int_{S_j} d\mathbf{r}'' \int_{\Omega} d\mathbf{r} I^{(n)}(\mathbf{r}) Q_a(\mathbf{r}', \mathbf{r}'', \mathbf{r}) \approx \\ &\approx \int_{S_i} d\mathbf{r}' \int_{S_j} d\mathbf{r}'' \int_{\Omega} d\mathbf{r} I^{(n)}(\mathbf{r}) \int_{\mathbb{R}} d\mathbf{r}_1 \left[\varepsilon(\mathbf{r}_1) P_a(\mathbf{r}', \mathbf{r}'', \mathbf{r}_1, \mathbf{r}) + \right. \\ &\left. + \varepsilon^*(\mathbf{r}_1) P_a^*(\mathbf{r}'', \mathbf{r}', \mathbf{r}_1, \mathbf{r}) \right]. \quad (14) \end{aligned}$$

Можно видеть, что уравнение (14) линейно относительно действительной $\varepsilon'(\mathbf{r}) \equiv \text{Re} \varepsilon(\mathbf{r})$ и мнимой $\varepsilon''(\mathbf{r}) \equiv \text{Im} \varepsilon(\mathbf{r})$ частей функции $\varepsilon(\mathbf{r})$, которые рассматриваются как независимые переменные. После дискретизации исследуемой среды интегрирование заменяется матричным произведением, и уравнение (14) сводится к простой системе линейных уравнений. Функции P_a в правой части отличаются порядком аргументов и комплексным сопряжением, т.е. соответствующие матрицы — гильбертово сопряженные.

Подводя итоги, можно сформулировать корреляционный итерационный метод определения волнового числа внутри неоднородности, что эквивалентно раздельному восстановлению скорости звука и амплитудного коэффициента поглощения, в виде следующего алгоритма.

1. При нулевом и при каждом n -м ракурсе облучения в эксперименте определяются значения матричных элементов $\Gamma_{ij}^{(n)}$, и формируются разности $\Gamma_{ij}^{(n)} - \Gamma_{ij}^{(0)}$. Первая оценка полагается равной $\hat{\varepsilon}_1(\mathbf{r}) \equiv \varepsilon_a(\mathbf{r}) = k_0^2 - k_a^2(\mathbf{r})$.

2. Организуется бесконечный цикл, в рамках которого на каждой m -й итерации, начиная с $m = 1$, делаются следующие действия.

а) Имеющаяся в наличии оценка функции рассеивателя $\hat{\varepsilon}(\mathbf{r}) = k_0^2 - \hat{k}_m^2(\mathbf{r})$, где $\hat{k}_m(\mathbf{r})$ — это соответствующая ей оценка волнового числа, подставляется в уравнение (6) вместо величины $\varepsilon_a(\mathbf{r})$, и рассчитывается функция Грина $G_a(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$.

б) С ее помощью определяются входящие в уравнение (14) произведения $Q_a(\mathbf{r}', \mathbf{r}'', \mathbf{r})$ и $P_a(\mathbf{r}', \mathbf{r}'', \mathbf{r}_1, \mathbf{r})$.

в) Уравнение (14) решается относительно функции $\varepsilon(\mathbf{r}) = \hat{k}_m^2(\mathbf{r}) - k^2(\mathbf{r})$. Поскольку выполнено тождество $k_0^2 - k^2(\mathbf{r}) = \left(k_0^2 - \hat{k}_m^2(\mathbf{r})\right) + \left(\hat{k}_m^2(\mathbf{r}) - k^2(\mathbf{r})\right) = \hat{\varepsilon}_m(\mathbf{r}) + \varepsilon(\mathbf{r})$, следующая оценка функции $\hat{\varepsilon}_{m+1}(\mathbf{r})$ полагается равной $\hat{\varepsilon}_{m+1}(\mathbf{r}) = \hat{\varepsilon}_m(\mathbf{r}) + \varepsilon(\mathbf{r})$.

3. Чтобы определить, насколько оценка $\hat{\varepsilon}_m(\mathbf{r})$ соответствует входным данным, вводится безразмерная величина $\delta_\Gamma(\hat{\varepsilon})$, равная

$$\delta_\Gamma(\hat{\varepsilon}) \equiv \sqrt{\sum_{i,j,n} \left| \Gamma_{ij}^{(n)} - \Gamma_{ij}^{(0)} - \int_{S_i} d\mathbf{r}' \int_{S_j} d\mathbf{r}'' \int_{\Omega} d\mathbf{r} I^{(n)}(\mathbf{r}) Q_a(\mathbf{r}', \mathbf{r}'', \mathbf{r}) \right|^2} / \sum_{i,j,n} \left| \Gamma_{ij}^{(n)} - \Gamma_{ij}^{(0)} \right|^2.$$

Цикл заканчивается, когда она становится ниже заданного порогового значения. При этом относительная невязка

$$\delta(\hat{\varepsilon}) \equiv \sqrt{\int_{\mathbb{R}} |\hat{\varepsilon}(\mathbf{r}) - \varepsilon(\mathbf{r})|^2 d\mathbf{r}} / \sqrt{\int_{\mathbb{R}} |\varepsilon(\mathbf{r})|^2 d\mathbf{r}} \quad (15)$$

характеризует близость полученной оценки $\hat{\varepsilon}(\mathbf{r})$ к истинной функции рассеивателя $\varepsilon(\mathbf{r})$.

Уравнение (14), лежащее в основе корреляционного итерационного метода, можно в некоторых случаях упростить. Так, если контролируемые источники точечные и при каждом n -м ракурсе облучения расположены в точке $\mathbf{r}^{(n)}$, то $I^{(n)}(\mathbf{r}) = I^{(n)}\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}^{(n)})$, и приемники тоже точечные и имеют координаты $\mathbf{r}_j$, то с учетом этого вместо (14) можно записать

$$\begin{aligned} \frac{\Gamma_{ij}^{(n)} - \Gamma_{ij}^{(0)}}{I^{(n)}} - Q_a(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j, \mathbf{r}^{(n)}) &\approx \\ \approx \int_{\mathbb{R}} d\mathbf{r} \left[\varepsilon(\mathbf{r}) P_a(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j, \mathbf{r}, \mathbf{r}^{(n)}) + \varepsilon^*(\mathbf{r}_1) P_a^*(\mathbf{r}_j, \mathbf{r}_i, \mathbf{r}, \mathbf{r}^{(n)}) \right]. \end{aligned} \quad (16)$$

Следует обратить внимание, что итерационные алгоритмы решения обратной задачи рассеяния, как правило, предполагают численное решение прямой задачи рассеяния на каждой итерации [17, 18]. В рамках описанного алгоритма она возникает на втором шаге, когда требуется определить $G_a(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$. Погрешности, которые привносятся при этом, оказывают существенное влияние на точность итоговой оценки. В частности, значительный вклад оказывают процессы многократного рассеяния внутри каждого элемента разрешения. Эти вопросы были затронуты в [24]. Альтернативной возможностью является использование для решения прямой задачи

метода конечных элементов. В этом случае удастся уменьшить объем вычислений и сократить время расчетов, но требуется аккуратное задание условий на границе области наблюдения поля.

3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОТЫ КОРРЕЛЯЦИОННОГО ИТЕРАЦИОННОГО МЕТОДА

С целью проверки работоспособности метода моделировалась задача томографирования двумерной неоднородности $\mathbb{R}$ квадратной формы, расположенной в начале координат и имеющей размеры $5\lambda_0 \times 5\lambda_0$, где $\lambda_0 \equiv 2\pi/k_0$ — длина волны в окружающей фоновой среде. Скорость звука $c(x, y)$ и амплитудный коэффициент поглощения $\alpha(x, y)$ внутри неоднородности задавались в виде

$$c(x, y) = c_0 \left(1 + \beta_0 s \left(\frac{x}{\lambda_0}, \frac{y}{\lambda_0} \right) \right)$$

и

$$\alpha(x, y) = \alpha_0 k_0 \left| s \left(\frac{y}{\lambda_0}, \frac{x}{\lambda_0} \right) \right|,$$

соответственно, где $c_0 = \omega/k_0$ — скорость звука в фоновой среде. Безразмерные параметры α_0 и β_0 варьируются, обеспечивая изменение контраста неоднородности. Функция $s(x, y)$ задает пространственное распределение параметров внутри неоднородности. Для удобства данные об исследованных в настоящей статье неоднородностях и значения описанных характеристик объединены в таблицу. $N_R = 20$ точечных приемников располагались в точках с полярными координатами $\mathbf{r}_j = (100\lambda_0; 2\pi(j-1)/N_R)$; $N_F = 20$ точечных

Таблица. Параметры неоднородностей

№	$s(x, y)$	α_0	β_0	$\ f(\theta, \theta')\ $	$\frac{\Delta\phi}{\pi}$	$\mathcal{M}$
1	$\exp\left(-\frac{(x + iy - 0.5 - 1)^2}{2 \times 0.25^2}\right) - \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{(x + iy + 0.5 - 1)^2}{2 \times 0.25^2}\right)$	0.1	0.3	$\frac{13}{3\pi}$	0.9	1.3
2	$\exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2 \times 0.75^2}\right)$	0	0.4	$\frac{21}{3\pi}$	1.2	1.9
3	$\exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2 \times 0.75^2}\right) \cos(2\pi x)$	0	0.4	$\frac{12}{3\pi}$	1.2	1.5

контролируемых источников — в точках с полярными координатами $\mathbf{r}^{(n)} = (100\lambda_0; 2\pi(n - 0.5)/N_F)$. Шаг дискретизации был выбран равным $\lambda_0/8$. При моделировании здесь и далее априорная информация не использовалась, т.е. полагалось $k_a(\mathbf{r}) = k_0$.

Чтобы численно определить сложность восстановления каждой конкретной моделируемой неоднородности, вводится несколько ее характеристик, по-разному связанных со свойствами среды. Первая из них — норма амплитуды рассеяния $f(\theta, \theta')$,

равная $\|f(\theta, \theta')\| \equiv \sqrt{\int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} |f(\theta, \theta')|^2 d\theta d\theta'}$. Амплитуда

рассеяния определяется в пространствах разной размерности d аналогично тому, как это сделано в ряде работ [18, 27]; θ и θ' — полярные углы, под которыми распространяются падающая и рассеянная волны. При численном расчете $\|f(\theta, \theta')\|$ используется уравнение (6).

Вторая характеристика определяется как максимальный по различным траекториям ℓ дополнительный набег фазы, который получается при распространении сигнала через неоднородность по сравнению с набегом фазы в фоновой

среде: $\Delta\phi = \max_{\ell} \int_{\ell} \left(k_0 - \frac{\omega}{c(\mathbf{r})}\right) d\ell$. Черта над $\max$

означает, что эта операция в данном случае нестандартная. Она заключается в том, что вначале определяется наибольшее по абсолютной величине значение аргумента, а затем результату приписывается тот же знак, что и у аргумента. Такое сохранение знака позволяет учесть, что набег фазы в среде может быть как положительным, так и отрицательным. Если для оценки полагать каждую траекторию ℓ прямой линией, то такая процедура эквивалентна вычислению

максимума $\Delta\phi = \overline{\max} \zeta(a, \theta)$ преобразования Радона

$\zeta(a, \theta) = \text{Rad}\left(k_0 - \frac{\omega}{c(\mathbf{r})}\right)$ от подынтегрального выражения, которое можно рассчитать быстро.

Третья характеристика равна максимальному модулю отношения $\mathcal{M} \equiv \max_{\mathbf{r}, \mathbf{r}'} \left| \frac{G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') - G_a(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{G_a(\mathbf{r}, \mathbf{r}')} \right|$

рассеянного поля $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') - G_a(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ к падающему полю $G_a(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$. В зависимости от того, является ли она много меньшей единицы, меньшей единицы или превосходит единицу, неоднородность относят к классу слабых, средних или сильных рассеивателей соответственно [17]. Сильные рассеиватели наиболее сложны для восстановления, и итерационные процедуры, в том числе предлагаемый в настоящей статье метод, не гарантируют успеха. Более того, в двумерном случае, когда объем исходных данных конечен, в классе сильных рассеивателей решение задачи не единственно [18].

На рис. 1а представлено пространственное распределение относительной скорости звука $c(x, y)/c_0$ для неоднородности № 1 с $\alpha_0 = 0.1$; $\beta_0 = 0.3$. Она описывается функцией

$$s_1(x, y) \equiv \exp\left(-\frac{(|x + iy - 0.5| - 1)^2}{2 \times 0.25^2}\right) - \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{(|x + iy + 0.5| - 1)^2}{2 \times 0.25^2}\right),$$

представляющей собой сумму двух “колец” и имеющей достаточно сложный вид. Форма пространственного распределения коэффициента поглощения такая же: она получается из формы

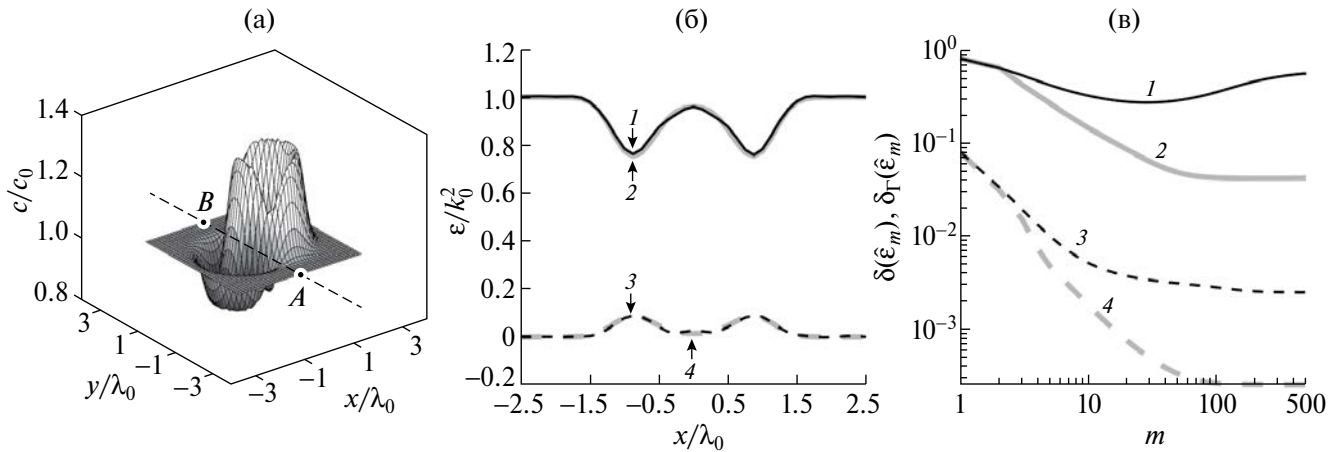


Рис. 1. (а) – Пространственное распределение относительной скорости звука $c(x, y)/c_0$ для неоднородности № 1. (б) – Действительные (линии 1 и 2) и мнимые (линии 3 и 4) части нормированных на k_0^2 оценки $\hat{\epsilon}_{500}(x, y)$ (линии 1 и 3) и искомой функции рассеивателя $\epsilon(x, y)$ (линии 2 и 4) вдоль отрезка AB . (в) – Зависимости величин $\delta(\hat{\epsilon}_m)$ (линии 1 и 2) и $\delta_\Gamma(\hat{\epsilon}_m)$ (линии 3 и 4) от номера итерации m при точных входных данных (линии 2 и 4) и при наличии помех (линии 1 и 3).

распределения скорости звука симметрией относительно прямой $y = x$. Несмотря на небольшой волновой размер, она относится к классу сильных рассеивателей. Результат ее восстановления с помощью корреляционного итерационного метода приведен на рис. 1б. Здесь представлены выполненные вдоль отрезка AB и нормированные на k_0^2 сечения полученной после 500 итераций оценки $\hat{\epsilon}_{500}(x, y)$ и искомой функции рассеивателя $\epsilon(x, y)$. Хорошее визуальное согласование кривых в сочетании с низким достигнутым значением $\delta(\hat{\epsilon}_{500}) \approx 0.03$ говорит о работоспособности метода и его применимости для восстановления подобных неоднородностей. На рис. 1в линиями 2 и 4 изображены зависимости от номера итерации m величин $\delta(\hat{\epsilon}_m)$ и $\delta_\Gamma(\hat{\epsilon}_m)$, соответственно. Видно, что обе они достаточно быстро стремятся к нулю.

Для проверки устойчивости метода в его входные данные, т.е. матрицы $\Gamma_{ij}^{(n)}$ вносились помехи. С этой целью ко всем принятым сигналам $U_j^{(n)}$ добавлялись независимые комплексные случайные величины, действительные и мнимые части которых были распределены нормально с дисперсией, равной $\frac{\chi^2}{2N_F N_R} \sum_{j,n} |U_j^{(n)}|^2$; $\chi = 10^{-2}$. Зависимости $\delta(\hat{\epsilon}_m)$ и $\delta_\Gamma(\hat{\epsilon}_m)$ для данных с помехами изображены на рис. 1в линиями 1 и 3. Видно, что обе они лежат выше исходных зависимостей; при этом зависимость $\delta(\hat{\epsilon}_m)$ не стремится к нулю с увеличением номера итерации, а зависимость $\delta_\Gamma(\hat{\epsilon}_m)$ — стремится. Все это говорит о том, что введенные

сравнительно небольшие помехи, с одной стороны, замедляют скорость сходимости метода, а с другой стороны, приводит к тому, что результатом восстановления является неоднородность, существенно отличающаяся от искомой. Данное обстоятельство является типичным при решении обратных задач в присутствии сильного рассеивателя.

4. ВОЗМОЖНОСТИ УСКОРЕНИЯ ИТЕРАЦИОННОЙ ПРОЦЕДУРЫ

При численном моделировании область $\mathcal{R}$, занимаемая рассматриваемой неоднородностью, разбивается на отдельные элементы с размером, равным выбранному шагу дискретизации и характеризующиеся функцией рассеивателя ϵ_r , где r в данном случае — индекс такого элемента. Тогда (14) сводится к системе линейных уравнений стандартного вида $A_{nij,r} \hat{\epsilon}_r = B_{nij}$, где $n = 1; N_F$ и $i, j = 1; N_R$. Эта система решается с помощью регуляризации Тихонова: $\hat{\epsilon} = (A^H A + \kappa E)^{-1} A^H B$, где верхний индекс “H” означает гильбертово сопряжение; E — единичная матрица соответствующего размера, и κ — коэффициент регуляризации. На практике выбор значения κ может быть затруднен. С одной стороны, если этот коэффициент мал, то решение теряет устойчивость, и относительная невязка $\delta(\hat{\epsilon}_m)$ при восстановлении неоднородности может быстро возрастать. С другой стороны, большое значение κ приводит к уменьшению производимой на каждой итерации добавки к восстанавливаемой функции рассеивателя,

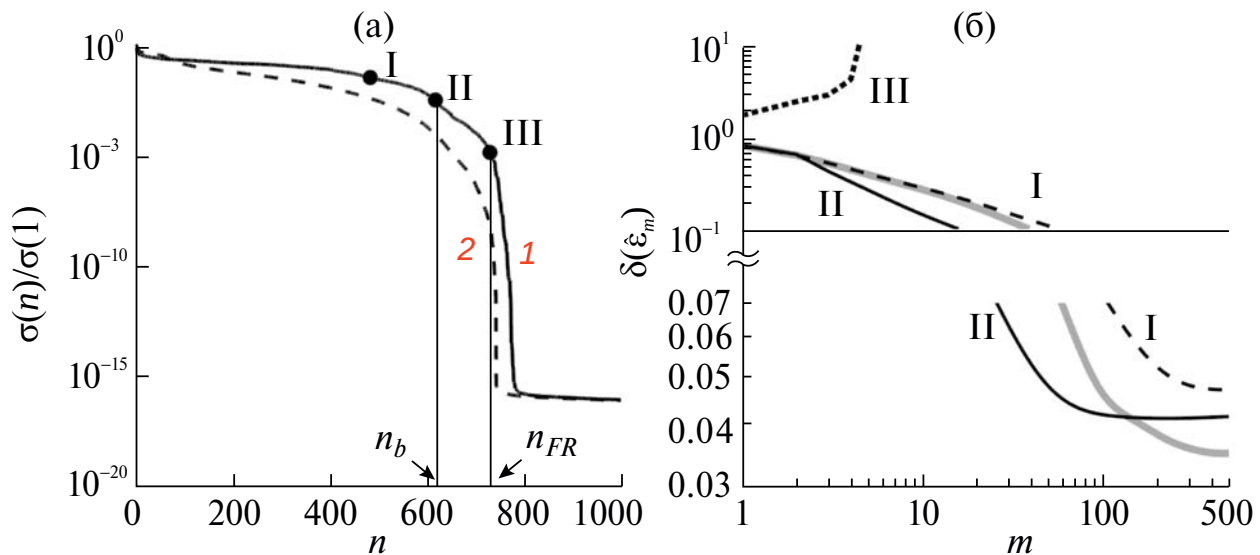


Рис. 2. (а) – Упорядоченные по убыванию собственные значения $\sigma(n)$ полной матрицы $\mathbf{A}^H \mathbf{A}$ (линия 1) и укороченной (линия 2) матрицы $\mathbf{A}_{\text{short}}^H \mathbf{A}_{\text{short}}$, нормированные на наибольшее собственное значение $\sigma(1)$. Римскими цифрами обозначены точки возможного выбора номера n_b . (б) – Зависимости величин $\delta(\hat{\epsilon}_m)$ от номера итерации m при постоянных коэффициентах регуляризации, соответствующих отмеченным римскими цифрами точкам (тонкие черные линии) и при экспоненциально уменьшающемся коэффициенте регуляризации (толстая серая линия).

а значит, скорость сходимости уменьшается. Подобрать κ можно, исходя из вида спектра матрицы $\mathbf{A}^H \mathbf{A}$. На рис. 2а он представлен для неоднородности № 1 сплошной линией. Можно видеть, что начиная с некоторого номера n_b ее собственные числа $\sigma(n)$ начинают резко уменьшаться вплоть до номера n_{FR} . Тогда можно положить $\kappa = \sigma(n_b)$. Однако, такой способ оставляет существенную неопределенность из-за резкого поведения функции $\sigma(n)$ вблизи выбранной точки n_b , и это сказывается на работе итерационного метода. Например, на рис. 2б тонкими черными линиями представлены зависимости $\delta(\hat{\epsilon}_m)$ при трех различных κ , которые соответствуют отмеченным римскими цифрами точкам на рис. 2а. Можно видеть, что наилучшая сходимость обеспечивается при $\kappa = \sigma(n_b^{\text{II}})$. Однако это значение может зависеть от заранее неизвестных факторов: контраста неоднородности и возможных помех. Наиболее чувствительны к его выбору первые итерации метода, поскольку в начале вычислений ошибка может привести к получению решения, полностью отличного от искомого (рис. 2б при $\kappa = \sigma(n_b^{\text{III}})$). С учетом этого вместо фиксирования постоянного коэффициента κ предлагается его экспоненциальное уменьшение с ростом числа итераций: $\kappa_{m+1} = \gamma_{\kappa} \kappa_m$, где на первой итерации выбирается заведомо достаточно большое значение κ_1 , а значение параметра γ_{κ} устанавливается немного меньшим единицы. Например, на рис. 2б толстой серой линией представлена зависимость $\delta(\hat{\epsilon}_m)$ при $\kappa = \sigma(n_b^{\text{I}})$

и $\gamma_{\kappa} = 0.98$. Можно видеть, что описанный подход не только снимает вопрос с точным выбором коэффициента регуляризации, но и ускоряет сходимость метода. Ускорение достигается за счет некоторого увеличения добавок к функции рассеивателя при больших номерах m .

Важное наблюдение состоит в том, что значение номера $n_{FR} \approx 2N_F N_R$. Здесь произведение $N_F N_R$ соответствует числу трасс источник-приемник, а множитель 2 отражает удвоение числа уравнений системы за счет раздельного приравнивания действительных и мнимых частей. Таким образом, хотя решаемая система состоит из $2N_F N_R^2$ уравнений, линейно независимыми из них является гораздо меньшее число. Анализ показывает, что коэффициент корреляции строк матрицы $\mathbf{A}$, которые соответствуют разным индексами n , близок к нулю, т.е. такие строки можно считать независимыми. Наоборот, коэффициент корреляции строк с равными индексами n достаточно большой. Это наводит на мысль, что можно исключить большую часть уравнений, тем самым существенно уменьшив объем вычислений и потребляемой памяти. Например, можно сформировать укороченную систему уравнений с матрицей $\mathbf{A}_{\text{short}}$, которая состоит из строк матрицы $\mathbf{A}$, для которых $i = j$. Число строк в такой матрице равно $2N_F N_R$. Уравнения, входящие в такую укороченную систему, имеют простой физический смысл: они соответствуют измерению мощности сигнала каждым приемником. Таким образом, использование укороченной

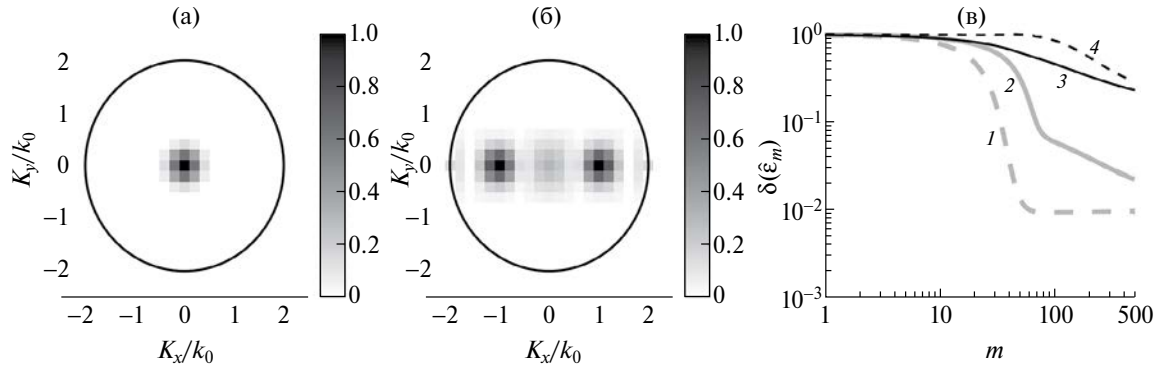


Рис. 3. Нормированные на свой максимум пространственные спектры $\tilde{\epsilon}(\mathbf{K})$ двух неоднородностей скорости звука, заданных функциями (а) — $s_2(x, y)$ и (б) — $s_3(x, y)$ и отфильтрованных внутри изображенных окружностей радиуса $2k_0$. (в) — Зависимости величин $\delta(\epsilon_m)$ от номера итерации m при восстановлении неоднородности № 2 (линии 1 и 2) и неоднородности № 3 (линии 3 и 4). Линии 2 и 3 соответствуют итерациям с постоянным $\tau = 1$. Линии 1 и 4 соответствуют кусочно-линейной зависимости $\tau(m)$.

системы позволяет также существенно упростить систему обработки сигналов. С другой стороны, на рис. 2а можно видеть, что спектр матрицы $\mathbf{A}_{\text{short}}^H \mathbf{A}_{\text{short}}$ лежит ниже и левее, чем спектр матрицы $\mathbf{A}^H \mathbf{A}$. Это свидетельствует о потере части информации при переходе от $\mathbf{A}$ к $\mathbf{A}_{\text{short}}$. В итоге на практике восстановление неоднородностей с помощью укороченной системы уравнений происходит хуже, что особенно сильно проявляется при наличии помех в данных.

Другой подход к улучшению сходимости итераций, применявшийся, например, в [22, 23], состоит в том, чтобы осуществлять фильтрацию пространственного спектра $\tilde{\epsilon}(\mathbf{K})$ функции $\epsilon(\mathbf{r})$ в круге $|\mathbf{K}| \leq 2\tau k_0$, где величина $\tau \in (0; 1]$. Такая фильтрация связана с тем, что томографическому восстановлению подлежат только компоненты, которые соответствуют векторам пространственных частот $\mathbf{K}$, не превосходящих по модулю значения $2k_0$ [17, 18]. Компоненты спектра, возникающие после решения (14), но не удовлетворяющие этому требованию, заведомо не являются физическими, и поэтому они должны быть отброшены. Этому соответствует $\tau = 1$. В зависимости от размеров и контраста неоднородности можно дополнительно подвергать фильтрации даже компоненты пространственного спектра, для которых $|\mathbf{K}| \leq 2k_0$, т.е. устанавливать $\tau < 1$. В [22] применяется ступенчатое изменение τ в зависимости от номера итерации m . Однако такая зависимость $\tau(m)$ довольно сложная, и задача определения ее параметров для разных неоднородностей представляется избыточной. Вместо этого предлагается использовать простую кусочно-линейную функцию $\tau(m) = \max(1; \tau_0 + \gamma_\tau(1 - \tau_0)m)$, где τ_0 определяет начальную область пространственного спектра,

подлежащую восстановлению; γ_τ^{-1} должно быть заведомо меньше предполагаемого числа итераций. Описанная процедура приводит к тому, что на первых итерациях восстанавливаются компоненты пространственного спектра $\tilde{\epsilon}(\mathbf{K})$ с низкими пространственными частотами $|\mathbf{K}|$, т.е. крупномасштабные неоднородности, а затем определяются и более мелкие детали.

Хотя описанная процедура фильтрации может показаться в полной мере обоснованной, она неявно предполагает, что пространственный спектр неоднородности сосредоточен в основном вблизи нуля. В случае если это не так, в ходе первых итераций может получиться оценка функции рассеивателя, состоящая из компонент с низкими пространственными частотами и сильно отличающаяся поэтому от искомой. На фоне этой, изначально неверной, оценки в рамках следующих итераций может быть затруднительно обеспечить сходимость, даже при достижении значения $\tau = 1$.

Чтобы проиллюстрировать это обстоятельство, рассматриваются еще две неоднородности. Неоднородность № 2 задается функцией

$$s_2(x, y) \equiv \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2 \times 0.75^2}\right), \text{ а неоднородность № 3 —}$$

функцией $s_3(x, y) \equiv s_2(x, y) \cos(2\pi x)$. Параметры $\alpha_0 = 0$ и $\beta_0 = 0.4$ полагаются для них равными; система источников и приемников поля совпадает с рассмотренной ранее. Поскольку функция рассеивателя связана со скоростью звука нелинейно, то ширина пространственного спектра неоднородностей может превосходить $2k_0$, особенно это касается неоднородности № 3. Поэтому после вычисления $\epsilon(\mathbf{r})$ для каждой неоднородности соответствующий пространственный спектр $\tilde{\epsilon}(\mathbf{K})$ полагается равным нулю при $|\mathbf{K}| > 2k_0$. В итоге,

восстановлению подлежат уже отфильтрованные неоднородности. Абсолютные значения их пространственных спектров представлены на рис. 3а, 3б. Исходя из значений характеристик для неоднородностей № 2 и № 3, приведенных в таблице, их можно считать в целом несколько более сильными рассеивателями, чем неоднородность № 1.

На рис. 3в представлены зависимости относительных невязок $\delta(\epsilon_m)$ для двух режимов изменения $\tau(m)$. В одном случае этот параметр приравнивается единице, а в другом — изменяется по описанной ранее кусочно-линейной зависимости, где полагается $\tau_0 = 0.1$ и $\gamma_\tau^{-1} = 200$. Можно видеть, что для неоднородности № 2, пространственный спектр которой хорошо локализован вблизи нуля, введение фильтрации с $\tau < 1$ позволяет добиться существенного ускорения сходимости итераций. С другой стороны, для неоднородности № 3, значительная часть пространственного спектра которой сосредоточена вблизи точек $(\pm k_0; 0)$, ситуация является обратной, и введение фильтрации только замедляет сходимость.

5. ВОССТАНОВЛЕНИЕ РАССЕЙВАТЕЛЕЙ РАЗНОГО КОНТРАСТА

Если восстановление неоднородности выполняется разными методами на основе одних и тех же экспериментальных данных, значение относительной невязки $\delta(\epsilon)$ является одним из критериев, позволяющих выбрать из них наилучший. Таким образом, можно сравнивать методы между собой или определять множества рассеивателей, для которых тот или иной метод показывает лучшие результаты.

Для корреляционного итерационного метода произвести такое сравнение в общем случае оказывается затруднительным. Это связано с различием

во входных данных: корреляционный итерационный метод основан на обработке матриц $\Gamma_{ij}^{(n)}$, в то время как входными данными других методов служат либо значения принятых полей, либо вычисляемая на их основе амплитуда рассеяния $f(\theta, \theta')$. Однако в наиболее простом случае, когда и контролируемые источники, и приемники являются точечными, а фоновые источники отсутствуют (т.е. $I^{(0)}(\mathbf{r}) = 0$), выражение (9) принимает вид $\Gamma_{ij}^{(n)} = I^{(n)} G(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}^{(n)}) G^*(\mathbf{r}_j, \mathbf{r}^{(n)})$. При этом поле, регистрируемое j -м приемником при n -м ракурсе облучения, согласно (2), равно $\varphi(\mathbf{r}_j, \mathbf{r}^{(n)}) = G(\mathbf{r}_j, \mathbf{r}^{(n)}) \sqrt{I^{(n)}}$. Следовательно, выполнено равенство $\Gamma_{ij}^{(n)} = \varphi(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}^{(n)}) \varphi^*(\mathbf{r}_j, \mathbf{r}^{(n)})$.

Оно позволяет вычислять данные, необходимые для корреляционного итерационного метода, на основе данных, полученных в обычном активном эксперименте, а значит, производить сравнение методов.

Результаты восстановления неоднородности корреляционным итерационным методом сравнивались с результатами, полученными с помощью функционально-аналитического алгоритма Новикова [25, 26]. Этот метод не использует итераций и в настоящее время является одним из лучших для решения обратных задач рассеяния. Математически показано, что при отсутствии рассеяния назад для неоднородностей с нормой амплитуды рассеяния $\|f(\theta, \theta')\| < \frac{1}{3\pi}$ он дает точное решение [27]. Однако на практике работоспособность функционально-аналитических алгоритмов сохраняется в ряде случаев, когда эти требования нарушаются,

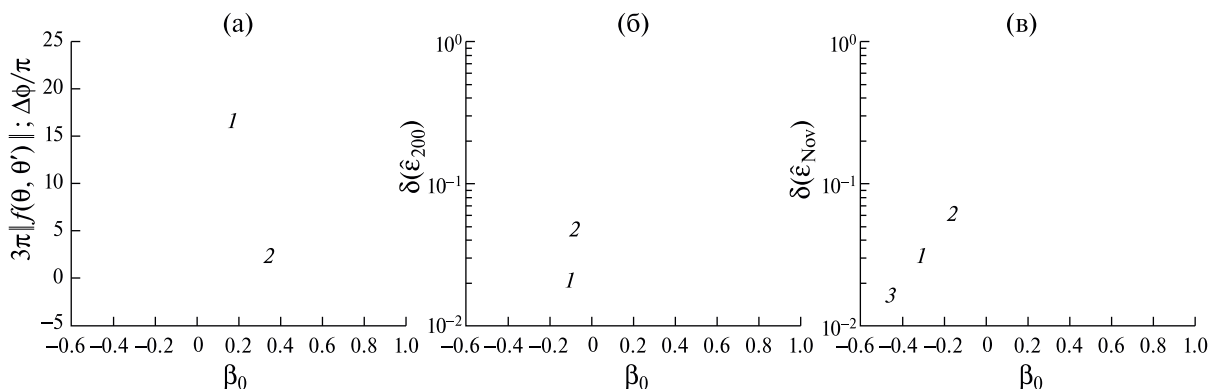


Рис. 4. (а) — Зависимости нормы амплитуды рассеяния $\|f(\theta, \theta')\|$ (линия 1) и максимального набега фаз $\Delta\phi$ (линия 2) от параметра неоднородности β_0 . Зависимости величин (б) — $\delta(\epsilon_{200})$ и (в) — $\delta(\epsilon_{Nov})$ от параметра неоднородности β_0 при точных входных данных (линии 1) и при наличии помех (линии 2); линией 3 изображена зависимость $\delta(\epsilon_{Nov})$ при увеличенном до 32 числе ракурсов излучения и приема.

и величина $\|f(\theta, \theta')\|$ оказывается в несколько десятков раз больше [22, 28–30]. При этом отмечается, что в классе сильных рассеивателей неоднородности, внутри которых скорость звука в среднем меньше фоновой, восстанавливаются существенно хуже тех, у которых скорость больше фоновой, при равных значениях $\|f(\theta, \theta')\|$ [30]. Входными данными для алгоритма Новикова служит амплитуда рассеяния. Она вычисляется на основе значений $\Phi(\mathbf{r}_j, \mathbf{r}^{(n)})$, которые интерполируются с помощью преобразования Фурье так, что каждый из углов θ и θ' принимает значения от 0 до 2π с шагом $2\pi/1024$.

Численное моделирование проводилось для набора неоднородностей, заданных функцией $s_2(x, y) \equiv \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2 \times 0.75^2}\right)$ (т.е. с той же формой, что и у неоднородности № 2); параметр α_0 полагался равным нулю, а параметр β_0 изменялся в пределах $[-0.6; 1]$. Рассчитанные для каждой из неоднородностей значения $\|f(\theta, \theta')\|$ и $\Delta\phi$ представлены на рис. 4а. Восстановление неоднородностей осуществлялось, в одном случае, на основе точных данных. В другом случае к ним добавлялись помехи, аналогично тому, как это было сделано в пункте 3 настоящей работы; при этом было выбрано значение $\chi = 10^{-3}$. На рис. 4б приведены значения относительных невязок $\delta(\epsilon_{200})$, полученных после 200 итераций при обработке данных корреляционным итерационным методом, а на рис. 4в – значения $\delta(\epsilon_{\text{Nov}})$, полученные при обработке алгоритмом Новикова.

Во-первых, следует обратить внимание, что при равном объеме входных данных алгоритм Новикова обеспечивает приемлемое качество восстановления неоднородности (невязка не превышает нескольких процентов) в гораздо более широком диапазоне значений β_0 , по сравнению с итерационным алгоритмом; это является хорошо известным преимуществом функционально-аналитических методов.

Во-вторых, можно видеть, что норма амплитуды рассеяния не позволяет однозначно определить, удастся ли восстановить соответствующую неоднородность. Так, среди неоднородностей, у которых значение $\|f(\theta, \theta')\| \approx \frac{20}{3\pi}$, можно выделить и те, которые восстанавливаются хорошо (например, при $\beta_0 \approx 0.3$), и те, которые не восстанавливаются вовсе (например, при $\beta_0 \approx -0.5$) ни одним из методов. С другой стороны, набег фазы $\Delta\phi$ оказывается довольно хорошо согласованным с возможностью восстановления неоднородности. Так, для корреляционного итерационного метода неоднородности восстанавливаются при $|\Delta\phi| < 1.3\pi$, а для алгоритма Новикова – по крайней мере, при

$\Delta\phi > -1.6\pi$ (верхнее значение здесь ограничено диапазоном изменения $\beta_0 \leq 1$). Следует отметить, что приведенные конкретные численные значения имеют смысл только для описанных условий моделирования, и при анализе других неоднородностей они будут отличаться.

В-третьих, наличие небольших помех, хотя и ожидаемо ухудшает результаты, тем не менее, не приводит к расходимости итераций, что говорит об устойчивом восстановлении неоднородностей.

В-четвертых, в диапазоне значений $\beta_0 \in [-0.1; 0.4]$ результаты корреляционного итерационного метода оказываются несколько лучше, чем результаты алгоритма Новикова. Это обстоятельство проявляется при малом количестве ракурсов излучения и приема сигналов. Так, если $N_R = N_F = 32$, то значение $\delta(\epsilon_{\text{Nov}})$ уменьшается в несколько раз (рис. 4в). Однако в эксперименте объем входных данных часто ограничен, и в таких условиях использование итерационного подхода может оказаться предпочтительным. Кроме того, заслуживает внимания возможность комбинации двух методов, когда оценка, полученная с помощью алгоритма Новикова, используется в качестве априорной оценки для итерационного метода. Такой подход нуждается в отдельном исследовании.

В-пятых, наименьшее значение $\delta(\epsilon)$ достигается при β_0 , отличном от нуля, как можно было бы изначально предположить. Это объясняется тем, что рассматриваемая величина $\delta(\epsilon)$ – относительная невязка, и при малых значениях $|\beta_0|$ значение интеграла $\int_{\mathbb{R}} |\epsilon(\mathbf{r})|^2 d\mathbf{r}$ в знаменателе выражения (15) тоже мало. Поэтому здесь сказывается вклад ошибок, вызванных численными расчетами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подводя итоги, можно отметить, что предложенный метод восстановления акустических параметров среды вполне применим для задач акустической томографии, когда поле в среде создается случайными источниками. В отличие от метода шумовой интерферометрии он не накладывает ограничения на пространственное распределение источников поля. Однако при этом требуется дополнительная информация о плотности мощности части случайных источников.

Проверка работоспособности метода проводилась для неоднородностей небольшого размера (несколько длин волн), но высокого контраста. Для них итерационные подходы сталкиваются с трудностями и, вообще говоря, могут не обеспечивать сходимости. Поэтому целесообразно использовать дополнительные приемы, которые сводятся к тому, чтобы ограничивать на каждой

итерации шаг изменения оценки искомой функции рассеивателя. Одним из таких приемов является экспоненциальное уменьшение коэффициента регуляризации при численном решении системы линейных уравнений. Другой метод связан с постепенным расширением области пространственного спектра, в которой восстанавливается неоднородность. Такое расширение спектра, однако, должно быть согласованно с предполагаемым пространственным спектром неоднородности, в ином случае данная процедура может привести к ухудшению результата.

Проведено сравнение результатов восстановления ряда неоднородностей с разным контрастом с помощью предлагаемого итерационного метода и с помощью функционально-аналитического двумерного монохроматического алгоритма Новикова. С одной стороны, алгоритм Новикова обеспечивает получение приемлемого решения для неоднородностей большей силы. С другой стороны, для неоднородностей меньшей силы в некоторых случаях при малом числе ракурсов обследования итерационный алгоритм позволяет получить более точное решение.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №19-12-00098).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Weaver R.L., Lobkis O.I.* Ultrasonics without a source: Thermal fluctuation correlations at MHz frequencies // *Phys. Rev. Lett.* 2001. V. 87. № 13. P. 134301–1–4.
2. *Буров В.А., Румянцева О.Д.* Обратные волновые задачи акустической томографии. Ч. I: Обратные задачи излучения в акустике. М.: ЛЕНАНД, 2020. 384 с.
3. *Буров В.А., Дмитриев К.В., Румянцева О.Д.* Создание управляемой анизотропной подсветки в корреляционных схемах акустической томографии // *Акуст. журн.* 2018. Т. 64. № 5. С. 591–597.
4. *Snieder R., Miyazawa M., Slob E., Vasconcelos I., Wapenaar K.* A comparison of strategies for seismic interferometry // *Surv. Geophys.* 2009. V. 30. № 4. P. 503–523.
5. *Жостков Р.А., Преснов Д.А., Шуруп А.С., Собисевич А.Л.* Сравнение микросейсмического зондирования и томографического подхода при изучении глубинного строения Земли // *Изв. РАН. Серия Физическая.* 2017. Т. 81. № 1. С. 72–75.
6. *Буров В.А., Сергеев С.Н., Шуруп А.С.* Использование в пассивной томографии океана низкочастотных шумов // *Акуст. журн.* 2008. Т. 54. № 1. С. 51–61.
7. *Тихоцкий С.А., Преснов Д.А., Собисевич А.Л., Шуруп А.С.* Использование низкочастотных шумов в пассивной сейсмоакустической томографии дна океана // *Акуст. журн.* 2021. Т. 67. № 1. С. 107–116.
8. *Gizon L., Barucq H., Durufle M., Hanson C., Leguèbe M., Birch A., Chabassier J., Fournier D., Hohage T., Papini E.* Computational helioseismology in the frequency domain: acoustic waves in axisymmetric solar models with flows // *Astronomy & Astrophysics.* 2017. V. 600. P. A35–1–23.
9. *Agaltsov A.D., Hohage T., Novikov R.G.* Global uniqueness in a passive inverse problem of helioseismology // *Inverse Problems.* 2020. V. 36. № 5. P. 055004–1–21.
10. *Godin O.A.* Recovering the acoustic Green's function from ambient noise cross correlation in an inhomogeneous medium // *Phys. Rev. Lett.* 2006. V. 97. № 5. P. 054301–1–4.
11. *Wapenaar K.* Nonreciprocal Green's function retrieval by cross correlation // *J. Acoust. Soc. Am.* 2006. V. 120. № 1. P. EL7–EL13.
12. *Snieder R.* Extracting the Green's function of attenuating heterogeneous acoustic media from uncorrelated waves // *J. Acoust. Soc. Am.* 2007. V. 121. № 5. P. 2637–2643.
13. *Дмитриев К.В.* Применение скалярных и комбинированных приемников в задаче шумовой интерферометрии при наличии локализованных источников поля // *Изв. РАН. Серия Физическая.* 2022. Т. 11. № 86. С. 1604–1609.
14. *Малышкин Г.С.* Сравнительная эффективность классических и быстрых проекционных алгоритмов при разрешении слабых гидроакустических сигналов // *Акуст. журн.* 2017. Т. 63. № 2. С. 196–208.
15. *Малышкин Г.С.* Экспериментальная проверка эффективности быстрых проекционных адаптивных алгоритмов // *Акуст. журн.* 2019. Т. 65. № 6. С. 828–846.
16. *Lippmann B.A., Schwinger J.* Variational principles for scattering processes. I // *Phys. Rev.* 1950. V. 79. № 3. P. 469–480.
17. *Горюнов А.А., Сасковец А.В.* Обратные задачи рассеяния в акустике. М.: Изд-во МГУ, 1989. 152 с.
18. *Буров В.А., Румянцева О.Д.* Обратные волновые задачи акустической томографии. Ч. II: Обратные задачи акустического рассеяния. М.: ЛЕНАНД, 2020. 768 с.
19. *Владимиров В.С.* Уравнения математической физики. М.: Наука, 1981. 512 с.
20. *Born M.* Quantenmechanik der Stossvorgänge // *Zeitschrift für Physik.* 1926. V. 38. P. 803–827. [in German].
21. *Devaney A.J.* Mathematical foundations of imaging, tomography and wavefield inversion. Cambridge, New York et al: Cambridge University Press, 2012. 518 p.
22. *Shurup A.S.* Numerical comparison of iterative and functional-analytical algorithms for inverse acoustic scattering // *Eurasian J. Math. Comput. Appl.* 2022. V. 10. № 1. P. 79–99.
23. *Зорин С.С., Шуруп А.С.* Численное сравнение итерационного и функционально-аналитического алгоритма при восстановлении рефракционно-поглощающих рассеивателей // *Учен. зап. физ. факультета Моск. ун-та.* 2023. № 4. С. 2340102–1–6.

24. *Дмитриев К.В.* Рассеяние акустического поля на рефракционно-плотностных неоднородностях малого волнового размера и решение прямой задачи рассеяния в неоднородной среде // Акуст. журн. 2018. Т. 64. № 2. С. 1–14.
25. *Novikov R.G.* Rapidly converging approximation in inverse quantum scattering in dimension 2 // *Physics Letters A*. 1998. V. 238. № 2–3. P. 73–78.
26. *Novikov R.G.* Approximate inverse quantum scattering at fixed energy in dimension 2 // *Proc. V.A. Steklov Inst. Math.* 1999. V. 225. P. 301–318.
27. *Novikov R.G.* The inverse scattering problem on a fixed energy level for the two-dimensional Schrodinger operator // *J. of Funct. Anal.* 1992. V. 103. № 2. P. 409–463.
28. *Бадалян Н.П., Буров В.А., Морозов С.А., Румянцева О.Д.* Рассеяние на акустических граничных рассеивателях с малыми волновыми размерами и их восстановление // Акуст. журн. 2009. Т. 55. № 1. С. 3–10.
29. *Agaltsov A.D., Novikov R.G.* Examples of solution of the inverse scattering problem and the equations of the Novikov-Veselov hierarchy from the scattering data of point potentials // *Russian Math. Surveys*. 2019. V. 74. № 3. P. 373–386.
30. *Dmitriev K.V., Rumyantseva O.D.* Features of solving the direct and inverse scattering problems for two sets of monopole scatterers // *J. Inverse Ill-Posed Probl.* 2021. V. 29. № 5. P. 775–789.

Correlation Iteration Method of Acoustic Tomography with Incoherent Field Sources

K. V. Dmitriev*

Moscow State University, Physics Faculty, Moscow, 119991 Russia

**e-mail: presentatio@mail.ru*

A method is proposed for reconstructing the acoustic parameters of a medium by iterative processing of the coherence matrices of the acoustic field of random sources, for some of which their power density is known. The possibilities of increasing the stability and accelerating the convergence of the method are discussed. The reconstruction results are compared with the functional-analytical approach based on the processing of the scattering amplitude.

Keywords: inverse scattering problem, noise interferometry, Lippmann-Schwinger equation, Born approximation, iterative algorithms, functional-analytical algorithms.

КЛАССИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ЛИНЕЙНОЙ АКУСТИКИ И ТЕОРИИ ВОЛН

УДК 534.1,539.3

ВНУТРЕННИЕ СИММЕТРИЧНЫЕ ВОЛНЫ ЛЭМБА ДЛЯ БОЛЬШИХ ФАЗОВЫХ СКОРОСТЕЙ

© 2024 г. В. В. Мокряков*

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского
Российской академии наук, пр-т Вернадского 101, корп. 1, Москва, 119526 Россия

*e-mail: mokr@ipmnet.ru

Поступила в редакцию 27.08.2023 г.

После доработки 13.12.2023 г.

Принята к публикации 19.12.2023 г.

Рассмотрены симметричные волны Лэмба с фазовой скоростью, превышающей скорость волн расширения в бесконечной среде. Доказано, что в этом диапазоне фазовых скоростей возможны внутренние волны, т.е. решения волнового уравнения, которые имеют нулевые значения компонент деформаций и напряжений на поверхности и при этом ненулевые их значения внутри пластины. Вычислены параметры внутренних волн (фазовая скорость, частота, длина волны), а также доказано, что частоты внутренних волн одной фазовой скорости образуют арифметическую прогрессию. Рассмотрены несколько внутренних волн, представлены сечения соответствующих деформированных пластин, распределения максимальных величин растяжения и сдвига.

Ключевые слова: волна Лэмба, внутренняя волна, упругость, коэффициент Пуассона, напряженно-деформированное состояние, неограниченная пластина, локализация напряжений

DOI: 10.31857/S0320791924020025, EDN: YNWND0

ОБОЗНАЧЕНИЯ:			
i	мнимая единица	u_i	компоненты вектора смещений
x, y, z	координаты декартовой системы координат	ε_{ij}	компоненты тензора деформаций
a	полутолщина пластины	Δ	первый инвариант тензора деформаций
ρ	плотность материала пластины	σ_{ij}	компоненты тензора напряжений
E	модуль Юнга	σ_1	первое главное напряжение (максимальное растяжение)
ν	коэффициент Пуассона	σ_l	максимальный сдвиг
λ, μ	параметры Ламе	u_z	поверхностная амплитуда волны
ω	круговая частота	Также используются следующие сокращения и соотношения:	
γ	круговое волновое число		
l	длина волны		
$\Omega = \gamma x - \omega t$	фаза волны в точке x в момент t		
$c = \omega/\gamma$	фазовая скорость		
$c_0 = \sqrt{E/\rho}$	скорость бесконечно длинных волн в бесконечном стержне		
$c_1 = \sqrt{(\lambda + 2\mu)/\rho}$	скорость волн расширения в бесконечной среде		
$c_2 = \sqrt{\mu/\rho}$	скорость волн сдвига в бесконечной среде		
$c_L = c_2\sqrt{2}$	скорость Ламе		
c_R	скорость волн Рэлея (поверхностных волн в полупространстве)		

$$\alpha = \gamma\sqrt{c^2/c_1^2 - 1}, \quad \beta = \gamma\sqrt{c^2/c_2^2 - 1}, \quad (1)$$

$$c_1^2 = c_0^2 \frac{1 - \nu}{(1 + \nu)(1 - 2\nu)}; \quad c_2^2 = \frac{c_0^2}{2(1 + \nu)}, \quad (2)$$

$$\lambda = \frac{E\nu}{(1 + \nu)(1 - 2\nu)} = \rho(c_1^2 - 2c_2^2); \quad (3)$$

$$\mu = \frac{E}{2(1 + \nu)} = \rho c_2^2.$$

ВВЕДЕНИЕ

Поверхностные тензодатчики [1, 2] широко используются для контроля напряженно-деформированного состояния. Исходя из их устройства, их применение оптимально для измерения деформаций статических или медленно меняющихся. Использование поверхностных тензодатчиков обосновано тем, что статические и квазистатические уравнения теории линейной упругости являются эллиптическими, т.е. максимальные значения компонент напряжений и деформаций находятся на границе рассчитываемой области, иначе говоря, на поверхности контролируемого объекта [3].

Тем не менее, если компоненты деформации изменяются быстро, влиянием инерции материала пренебречь нельзя. Волновые уравнения упругости являются гиперболическими, т.е. деформации и напряжения могут локализоваться в глубине материала, многократно превышая значения на поверхности.

В работе [4] обнаружено семейство симметричных волн Лэмба, фазовая скорость которых соответствует скорости Ламе [5], и обладающих отличительным свойством: их напряжения и деформации на поверхности пластины равны нулю (далее такие волны называются внутренними).

Уравнения, полученные Лэмбом [6], описывают поведение упругой волны, распространяющейся в неограниченной толстой пластине. Их подробное решение можно найти у более поздних авторов, например, [7–9].

Поскольку пластины широко используются как конструкционный элемент, ряд исследователей изучает распространение волн Лэмба в средах с различными свойствами, таких как анизотропность [10] или анизотропность [11]. Представляет интерес также поведение упругих волн в неоднородных средах: функционально-градиентных [12, 13], многослойных [14–16] и пр. К классу таких задач можно отнести задачи о пластине, погруженной в жидкую или газообразную среду [17].

Кроме того, волны Лэмба могут применяться для обследования конструкций [1]. Многие исследователи (например, [18–23]) изучают поведение упругих волн в пластинах, содержащих разнообразные дефекты.

Внутренние волны Лэмба, такие как в [4], могут создавать концентрации напряжений в толще пластины и не вызывать поверхностных напряжений и деформаций, иначе говоря, поверхностные датчики могут не обнаружить их распространение.

В представленной работе доказано существование внутренних симметричных волн Лэмба с фазовыми скоростями больших значений, чем обнаруженные в [4], проведен расчет их характеристик и отмечены их особенности.

ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ

Для симметричных волн Лэмба (в данном исследовании ограничиваемся положительными значениями коэффициента Пуассона) смещения могут быть представлены следующим образом [7]:

$$\begin{aligned} u_x &= [-A\gamma \cos(\alpha z) + iB\beta \cos(\beta z)] \sin \Omega, \\ u_z &= [-A\alpha \sin(\alpha z) - iB\gamma \sin(\beta z)] \cos \Omega, \\ u_y &= 0. \end{aligned} \quad (4)$$

В данной работе рассматриваются волны с фазовой скоростью, большей c_1 , поэтому величины α и β действительны, отсюда константы A и iB также должны быть действительны.

Исходя из определения деформаций, получаем:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xx} &= [-A\gamma^2 \cos(\alpha z) + iB\gamma\beta \cos(\beta z)] \cos \Omega, \\ \varepsilon_{zz} &= [-A\alpha^2 \cos(\alpha z) - iB\gamma\beta \cos(\beta z)] \cos \Omega, \\ \varepsilon_{yy} &= \varepsilon_{xy} = \varepsilon_{yz} = 0, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\varepsilon_{xz} = \left[A\gamma\alpha \sin(\alpha z) - \frac{1}{2}(\beta^2 - \gamma^2)iB \sin(\beta z) \right] \sin \Omega,$$

$$\Delta = \varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz} = -A(\gamma^2 + \alpha^2) \cos(\alpha z) \cos \Omega.$$

Из закона Гука получаем выражения для распределения напряжений:

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= \mu \left[-A(\beta^2 - 2\alpha^2 + \gamma^2) \cos(\alpha z) + 2iB\gamma\beta \cos(\beta z) \right] \cos \Omega, \\ \sigma_{yy} &= -A\mu(\beta^2 - 2\alpha^2 - \gamma^2) \cos(\alpha z) \cos \Omega, \\ \sigma_{zz} &= \mu \left[A(\gamma^2 - \beta^2) \cos(\alpha z) - 2iB\gamma\beta \cos(\beta z) \right] \cos \Omega, \\ \sigma_{xz} &= \mu \left[2A\gamma\alpha \sin(\alpha z) + iB(\gamma^2 - \beta^2) \sin(\beta z) \right] \sin \Omega, \\ \sigma_{xy} &= \sigma_{yz} = 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Дисперсионное соотношение находится из граничных условий:

$$\begin{aligned} \sigma_{zz}|_{z=\pm a} &= -\mu \left[A(\beta^2 - \gamma^2) \cos(\alpha a) + 2iB\gamma\beta \cos(\beta a) \right] \cos \Omega = 0, \\ \sigma_{xz}|_{z=\pm a} &= \mp \mu \left[2A\gamma\alpha \sin(\alpha a) - iB(\beta^2 - \gamma^2) \sin(\beta a) \right] \sin \Omega = 0. \end{aligned} \quad (7)$$

Тогда получаем отношение коэффициентов:

$$\frac{A}{iB} = -\frac{2\gamma\beta\cos(\beta a)}{(\beta^2 - \gamma^2)\cos(\alpha a)} = \frac{(\beta^2 - \gamma^2)\sin(\beta a)}{2\gamma\alpha\sin(\alpha a)} \quad (8)$$

и дисперсионное соотношение (ДС):

$$\begin{aligned} & (\beta^2 - \gamma^2)^2 \cos(\alpha a) \sin(\beta a) + \\ & + 4\gamma^2 \alpha \beta \sin(\alpha a) \cos(\beta a) = 0. \end{aligned} \quad (9)$$

РАСЧЕТ СМЕЩЕНИЙ ВНУТРЕННЕЙ ВОЛНЫ

Чтобы получить внутренние волны, нужно приравнять к нулю на поверхности ($z = \pm a$) не только σ_{zz} , σ_{xz} , но и σ_{xx} , σ_{yy} :

$$\begin{aligned} & \sigma_{xx}|_{z=\pm a} = \\ & = \mu \left[-A(\beta^2 - 2\alpha^2 + \gamma^2)\cos(\alpha a) + \right. \\ & \quad \left. + 2iB\gamma\beta\cos(\beta a) \right] \cos\Omega = 0, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} & \sigma_{yy}|_{z=\pm a} = -A\mu(\beta^2 - 2\alpha^2 - \gamma^2) \times \\ & \quad \times \cos(\alpha a) \cos\Omega = 0. \end{aligned}$$

Отсюда получаем систему уравнений:

$$\begin{cases} -A(\beta^2 - 2\alpha^2 + \gamma^2)\cos(\alpha a) + 2iB\gamma\beta\cos(\beta a) = 0, \\ A(\beta^2 - 2\alpha^2 - \gamma^2)\cos(\alpha a) = 0. \end{cases} \quad (11)$$

Рассмотрим второе уравнение. Оно представляет собой произведение трех множителей, соответственно, приравнивание любого из множителей к нулю дает его решение.

Приравнивание к нулю множителя A приводит к тому, что, исходя из ДС, B тоже должно быть равно нулю, но тогда получаем тривиальное решение, не представляющее интереса.

Множитель

$$\beta^2 - 2\alpha^2 - \gamma^2 = \gamma^2 \left(\frac{c^2}{c_2^2} - 2\frac{c^2}{c_1^2} \right) = \gamma^2 \frac{c^2}{c_2^2} \frac{v}{1-v} \quad (12)$$

положителен, так как в данной работе рассматриваются материалы с положительным коэффициентом Пуассона.

Тогда единственное нетривиальное решение второго уравнения имеет вид

$$\cos(\alpha a) = 0. \quad (13)$$

Отсюда из первого уравнения получаем

$$\cos(\beta a) = 0. \quad (14)$$

Тогда получаем

$$\begin{aligned} \alpha a &= \frac{\pi}{2}(2n_1 + 1) = \frac{\pi}{2}N_1; \\ \beta a &= \frac{\pi}{2}(2n_2 + 1) = \frac{\pi}{2}N_2, \end{aligned} \quad (15)$$

где n_1, n_2 — неотрицательные целые числа, N_1, N_2 — нечетные натуральные числа.

Отметим, что

$$\sin(\alpha a) = (-1)^{n_1}; \quad \sin(\beta a) = (-1)^{n_2}. \quad (16)$$

Учитывая (1), получаем выражения для фазовой скорости, волнового числа и круговой частоты внутренней волны:

$$c^2 = c_1^2 c_2^2 \frac{N_2^2 - N_1^2}{c_2^2 N_2^2 - c_1^2 N_1^2}, \quad (17)$$

$$\gamma^2 = \frac{\pi^2}{4a^2} \frac{c_2^2 N_2^2 - c_1^2 N_1^2}{c_1^2 - c_2^2}, \quad (18)$$

$$\omega^2 = \frac{\pi^2}{4a^2} c_1^2 c_2^2 \frac{N_2^2 - N_1^2}{c_1^2 - c_2^2}. \quad (19)$$

Из формулы (18) делаем вывод, что отношение индексов должно удовлетворять следующему неравенству:

$$c_2^2 N_2^2 - c_1^2 N_1^2 > 0 \Rightarrow \frac{N_2}{N_1} > \frac{c_1}{c_2} = \sqrt{\frac{2-2v}{1-2v}}. \quad (20)$$

Из формул (8) и (16) получим отношение коэффициентов A и iB для внутренней волны:

$$\frac{A}{iB} = \frac{(\beta^2 - \gamma^2)(-1)^{n_2}}{2\gamma\alpha(-1)^{n_1}} = \frac{\beta^2 - \gamma^2}{2\gamma\alpha} (-1)^{n_1+n_2}. \quad (21)$$

Рассмотрим смещения в данном случае:

$$\begin{aligned} u_x &= -A\gamma \left[\cos(\alpha z) - \frac{2\alpha\beta}{\beta^2 - \gamma^2} \times \right. \\ & \quad \left. \times (-1)^{n_1+n_2} \cos(\beta z) \right] \sin\Omega, \\ u_z &= -A\alpha \left[\sin(\alpha z) + \frac{2\gamma^2}{\beta^2 - \gamma^2} \times \right. \\ & \quad \left. \times (-1)^{n_1+n_2} \sin(\beta z) \right] \cos\Omega. \end{aligned} \quad (22)$$

Учитывая (13) и (14), получаем, что на поверхности u_x также равно нулю, как и деформации и напряжения. На поверхности остается единственная ненулевая компонента:

$$u_z|_{z=\pm a} = -A(-1)^{n_1} \alpha \frac{\beta^2 + \gamma^2}{\beta^2 - \gamma^2} \cos \Omega. \quad (23)$$

Обозначим амплитуду волны на поверхности как $\hat{u}_z$ (для простоты допустим отрицательную величину амплитуды, в этом случае будем считать, что волна находится в противофазе):

$$\hat{u}_z = -A(-1)^{n_1} \alpha \frac{\beta^2 + \gamma^2}{\beta^2 - \gamma^2}. \quad (24)$$

Соответственно

$$\begin{aligned} A &= -\hat{u}_z \frac{(-1)^{n_1}}{\alpha} \frac{\beta^2 - \gamma^2}{\beta^2 + \gamma^2}; \\ iB &= -\hat{u}_z (-1)^{n_2} \frac{2\gamma}{\beta^2 + \gamma^2}. \end{aligned} \quad (25)$$

Теперь можно записать смещения через поверхностную амплитуду $\hat{u}_z$:

$$u_x = \frac{\hat{u}_z \gamma}{\beta^2 + \gamma^2} \left[\frac{(-1)^{n_1}}{\alpha} (\beta^2 - \gamma^2) \cos(\alpha z) - \right. \left. -2\beta (-1)^{n_2} \cos(\beta z) \right] \sin \Omega, \quad (26)$$

$$u_z = \frac{\hat{u}_z}{\beta^2 + \gamma^2} \left[\frac{(-1)^{n_1}}{\alpha} (\beta^2 - \gamma^2) \sin(\alpha z) + \right. \left. +2\gamma^2 (-1)^{n_2} \sin(\beta z) \right] \cos \Omega.$$

Используя формулы (15) и (18), получаем:

$$\begin{aligned} u_x &= \hat{u}_z \frac{\sqrt{(c_1^2 - c_2^2)(c_2^2 N_2^2 - c_1^2 N_1^2)}}{c_1^2 (N_2^2 - N_1^2)} \times \\ &\times \left[\frac{c_1^2 N_1^2 + (c_1^2 - 2c_2^2) N_2^2}{(c_1^2 - c_2^2) N_1} (-1)^{n_1} \cos(\alpha z) - \right. \\ &\left. -2N_2 (-1)^{n_2} \cos(\beta z) \right] \sin \Omega, \\ u_z &= \frac{\hat{u}_z}{c_1^2 (N_2^2 - N_1^2)} \times \\ &\times \left[\frac{c_1^2 N_1^2 + (c_1^2 - 2c_2^2) N_2^2}{(c_1^2 - c_2^2) N_1} \times \right. \\ &\times (-1)^{n_1} \sin(\alpha z) + \\ &\left. +2(c_2^2 N_2^2 - c_1^2 N_1^2) (-1)^{n_2} \sin(\beta z) \right] \cos \Omega. \end{aligned} \quad (27)$$

Применяя (2), также можно получить смещения в зависимости от коэффициента Пуассона:

$$\begin{aligned} u_x &= \hat{u}_z \frac{\sqrt{(1-2\nu)N_2^2 - (2-2\nu)N_1^2}}{(1-\nu)N_1(N_2^2 - N_1^2)} \times \\ &\times \left[\frac{((1-\nu)N_1^2 + \nu N_2^2)(-1)^{n_1} \cos(\alpha z) -}{-N_1 N_2 (-1)^{n_2} \cos(\beta z)} \right] \sin \Omega, \\ u_z &= \frac{\hat{u}_z}{(1-\nu)(N_2^2 - N_1^2)} \times \\ &\times \left[\frac{((1-\nu)N_1^2 + \nu N_2^2) \times}{\times (-1)^{n_1} \sin(\alpha z) +} \right. \\ &\left. + \frac{((1-2\nu)N_2^2 - (2-2\nu)N_1^2) \times}{\times (-1)^{n_2} \sin(\beta z)} \right] \cos \Omega. \end{aligned} \quad (28)$$

РАСЧЕТ НАПРЯЖЕНИЙ ВНУТРЕННЕЙ ВОЛНЫ

Используя формулы (25), получим следующий вид напряжений:

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= \frac{\mu \hat{u}_z}{\beta^2 + \gamma^2} \left[\frac{1}{\alpha} (\beta^2 - \gamma^2) (\beta^2 - 2\alpha^2 + \gamma^2) \times \right. \\ &\times (-1)^{n_1} \cos(\alpha z) - \\ &\left. -4\gamma^2 \beta (-1)^{n_2} \cos(\beta z) \right] \cos \Omega, \\ \sigma_{yy} &= \mu \hat{u}_z \frac{1}{\alpha} \frac{\beta^2 - \gamma^2}{\beta^2 + \gamma^2} (\beta^2 - 2\alpha^2 - \gamma^2) \times \\ &\times (-1)^{n_1} \cos(\alpha z) \cos \Omega, \\ \sigma_{zz} &= \frac{\mu \hat{u}_z}{\beta^2 + \gamma^2} \left[\frac{1}{\alpha} (\beta^2 - \gamma^2)^2 (-1)^{n_1} \cos(\alpha z) + \right. \\ &\left. +4\gamma^2 \beta (-1)^{n_2} \cos(\beta z) \right] \cos \Omega, \\ \sigma_{xz} &= -\frac{2\mu \hat{u}_z \gamma}{\beta^2 + \gamma^2} (\beta^2 - \gamma^2) \times \\ &\times [(-1)^{n_1} \sin(\alpha z) - (-1)^{n_2} \sin(\beta z)] \sin \Omega. \end{aligned} \quad (29)$$

Далее применим (15) и (18) и упростим выражения с помощью (2):

$$\begin{aligned}
\sigma_{xx} &= \frac{\pi}{a} \frac{\mu \hat{u}_z}{(1-v)(N_2^2 - N_1^2)} \times \\
&\times \left[\begin{aligned} &\frac{1}{N_1} \left((1-v)N_1^2 + vN_2^2 \right) \times \\ &\times \left((1-v)N_2^2 - (2-v)N_1^2 \right) \times \\ &\times (-1)^{n_1} \cos(\alpha z) - \\ &- \left((1-2v)N_2^2 - 2(1-v)N_1^2 \right) \times \\ &\times N_2 (-1)^{n_2} \cos(\beta z) \end{aligned} \right] \cos \Omega, \\
\sigma_{yy} &= \frac{\pi}{a} \mu \hat{u}_z \frac{v}{1-v} \frac{1}{N_1} \times \\
&\times \left((1-v)N_1^2 + vN_2^2 \right) (-1)^{n_1} \cos(\alpha z) \cos \Omega, \\
\sigma_{zz} &= \frac{\pi}{a} \frac{\mu \hat{u}_z}{(1-v)(N_2^2 - N_1^2)} \times \\
&\times \left[\begin{aligned} &\left((1-v)N_1^2 + vN_2^2 \right)^2 \frac{1}{N_1} (-1)^{n_1} \cos(\alpha z) + \\ &+ \left((1-2v)N_2^2 - 2(1-v)N_1^2 \right) \times \\ &\times N_2 (-1)^{n_2} \cos(\beta z) \end{aligned} \right] \cos \Omega, \\
\sigma_{xz} &= -\frac{\pi}{a} \mu \hat{u}_z \sqrt{(1-2v)N_2^2 - 2(1-v)N_1^2} \times \\
&\times \frac{(1-v)N_1^2 + vN_2^2}{(1-v)(N_2^2 - N_1^2)} \times \\
&\times \left[(-1)^{n_1} \sin(\alpha z) - (-1)^{n_2} \sin(\beta z) \right] \sin \Omega.
\end{aligned} \tag{30}$$

Нетрудно убедиться, что напряжения на поверхности равны нулю, т.е. соответствуют свойствам внутренней волны.

Представляет также интерес проанализировать, как изменяется волна при малом отклонении параметров от значений внутренней волны. Пусть есть внутренняя волна с параметрами $(c^*, \gamma^*, \omega^*)$. Рассмотрим теперь волну, имеющую параметры близкие к параметрам внутренней: $(c^* + dc, \gamma^* + d\gamma, \omega^* + d\omega)$. Взяв выражение дисперсионного соотношения (9), используя формулы (15) и ограничившись малыми величинами первого порядка, получим следующее выражение:

$$\begin{aligned}
&\left(d\gamma + \gamma^* \frac{c^* dc}{c^{*2} - c_1^2} \right) \left(\frac{\pi^2}{4\gamma^{*2} a^2} N_2^2 - 1 \right)^2 = \\
&= -\frac{\pi^2}{\gamma^{*2} a^2} N_2^2 \left(d\gamma + \gamma^* \frac{c^* dc}{c^{*2} - c_2^2} \right).
\end{aligned} \tag{31}$$

Учитывая соотношения (17) и (18), получаем

$$\begin{aligned}
&2N_1^2 c_1^4 (c_1^2 - c_2^2)^{3/2} (N_2^2 - N_1^2)^{3/2} c_1 c_2 \frac{a}{\pi} d\gamma = \\
&= (c_2^2 N_2^2 - c_1^2 N_1^2) \times \\
&\times \left[4(c_1^2 - c_2^2) (c_2^2 N_2^2 - c_1^2 N_1^2)^2 - c_2^2 c_1^4 (N_2^2 - N_1^2)^2 \right] dc.
\end{aligned} \tag{32}$$

Для краткости введем величину:

$$N' = \sqrt{\frac{c_2^2 N_2^2 - c_1^2 N_1^2}{c_1^2 - c_2^2}}. \tag{33}$$

Тогда (32) можно переписать следующим образом:

$$\begin{aligned}
d\gamma &= \frac{\pi}{a} \left[\frac{4N'^4 (c_1^2 - c_2^2)^3}{c_1^4 (N_2^2 - N_1^2)^2} - c_2^2 \right] \times \\
&\times \frac{N'^2}{2c_1 c_2 N_1^2} \sqrt{\frac{N_2^2 - N_1^2}{c_1^2 - c_2^2}} dc.
\end{aligned} \tag{34}$$

Малое изменение частоты можно найти следующим образом:

$$d\omega = c^* d\gamma + \gamma^* dc. \tag{35}$$

Тогда, после ряда преобразований получаем:

$$d\omega = \frac{\pi}{2a} \frac{N'^3}{N_1^2} \left[\frac{4N'^2 (c_1^2 - c_2^2)^2}{c_1^4 (N_2^2 - N_1^2)} - 1 \right] dc. \tag{36}$$

Выражения (34) и (36) показывают, что выражение дисперсионного соотношения в точках, соответствующих внутренним волнам, остается непрерывным и гладким.

СВОЙСТВО КРАТНОСТИ ВНУТРЕННИХ ВОЛН

Перепишем выражение для фазовой скорости (17) следующим образом:

$$c = c_1 c_2 \sqrt{\frac{(N_2^2/N_1^2) - 1}{c_2^2(N_2^2/N_1^2) - c_1^2}} = c_1 c_2 \sqrt{\frac{Q^2 - 1}{c_2^2 Q^2 - c_1^2}}, \quad (37)$$

здесь $Q = N_2/N_1$ — отношение индексов волны.

Отсюда можно сделать вывод, что существует бесконечное число внутренних симметричных волн для каждого допустимого значения Q . Действительно, пусть существует внутренняя волна с индексами (N_1, N_2) . Если умножить индексы на некоторое нечетное число, то новые значения индексов также будут соответствовать ограничению (20), и при этом их отношение Q не изменится. Следовательно, если существует хотя бы одна внутренняя волна с отношением Q (т.е. с соответствующим значением фазовой скорости (37)), то существует бесконечное количество внутренних волн с таким Q .

Далее, если существует ряд внутренних волн с отношением Q , то первая волна из ряда имеет минимальные значения индексов, и любая другая волна из этого ряда имеет индексы, равные индексам первой волны, умноженные на нечетное число.

Исходя из формул (18), (19), можно получить выражения для волнового числа и круговой частоты:

$$\gamma = \frac{\pi}{2a} N_1 \sqrt{\frac{c_2^2 Q^2 - c_1^2}{c_1^2 - c_2^2}}, \quad (38)$$

$$\omega = \frac{\pi}{2a} c_1 c_2 N_1 \sqrt{\frac{Q^2 - 1}{c_1^2 - c_2^2}}. \quad (39)$$

Таким образом, для ряда внутренних волн с одинаковой фазовой скоростью частота и волновое число пропорциональны N_1 , иначе говоря, являются арифметической прогрессией.

Рассмотрим теперь длину волны:

$$\begin{aligned} l = \frac{2\pi}{\gamma} &= \frac{4a}{N_1} \sqrt{\frac{c_1^2 - c_2^2}{c_2^2 Q^2 - c_1^2}} = \\ &= \frac{4a}{N_1 \sqrt{Q^2(1 - 2\nu) - 2 + 2\nu}}. \end{aligned} \quad (40)$$

Согласно (40), длина волна обратно пропорциональна N_1 . Поскольку N_1 не может быть меньше 1,

то для каждого значения Q длина волны не может превышать величину $4a/\sqrt{Q^2(1 - 2\nu) - 2 + 2\nu}$.

На рис. 1 представлено дисперсионное соотношение безразмерной фазовой скорости c/c_0 относительно безразмерной частоты $\omega a/c_0$ для $\nu = 0.3$; штриховые и пунктирные линии соответствуют выражениям (13) и (14), точки их пересечения (и пересечения с линиями ДС) соответствуют внутренним волнам. Белыми точками отмечены уже известные внутренние волны с фазовой скоростью, равной скорости Ламе [4], далее такие волны будем называть внутренними волнами типа I. Черными точками отмечены обнаруженные в этой работе внутренние волны с большими фазовыми скоростями (больше c_1), далее такие волны будем называть внутренними волнами типа II. Горизонтальные черные прямые на рис. 1 соединяют точки волн типа II, имеющие одну фазовую скорость, т.е. принадлежащие одному ряду.

ЛОКАЛИЗАЦИЯ НАПРЯЖЕНИЙ В ПЛАСТИНЕ

С точки зрения прочности конструкции важна локализация максимальных растягивающих и сдвиговых напряжений, так как именно в этих точках наиболее вероятно инициализация разрушения. Так как у внутренней волны напряжения на поверхности равны нулю, то концентрация напряжений находится в толще пластины.

Рассмотрим распределения напряжений в некоторых внутренних волнах (параметры пластины: полутолщина $a = 1$ см, модуль Юнга $E = 2$ ГПа, коэффициент Пуассона $\nu = 0.3$). Прежде всего для сравнения представим распределения для первой внутренней волны типа I фундаментальной моды [4]: на рис. 2а представлен вид продольного сечения деформированной пластины в условном масштабе (сегмент ограничен одним периодом волны); на рис. 2б и 2в — распределения первого главного напряжения (что соответствует максимальному растягивающему напряжению) и максимального сдвига соответственно. Свойства внутренней волны типа I таковы, что и максимальное растяжение, и максимальный сдвиг между собой равны. Кроме того, материал находится в состоянии чистого сдвига. Максимальные напряжения локализуются на срединной плоскости пластины ($z = 0$).

Далее на рис. 3, 4 и 5 представлены сечения деформированной пластины и распределения максимальных растяжения и сдвига для внутренних волн типа II для пар индексов $(N_1, N_2) = (1, 3), (1, 5), (3, 7)$.

Сравнение максимальных напряжений в этих случаях показывает, что общего правила для локализации напряжений нет. Действительно, в случае волны (1, 3) максимальное растяжение и максимальный сдвиг находятся на срединной плоскости

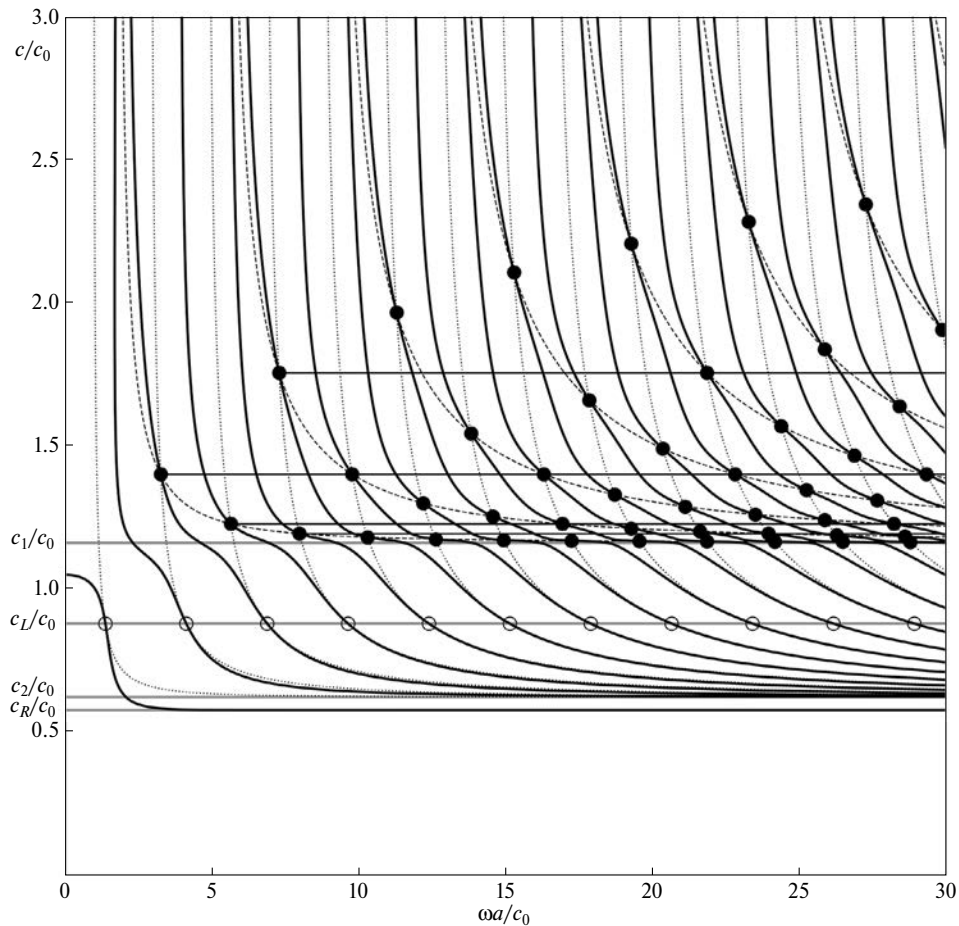


Рис. 1. Зависимость c/c_0 от $\omega a/c_0$ для $\nu = 0.3$, с отмеченными внутренними волнами.

пластины, как и в случае волн типа I (однако точек локализации сдвига вдвое больше, чем точек локализации растяжения, и уже поэтому они не могут всегда совпадать, см. рис. 3).

В случае волны (1, 5) и максимальное растяжение, и максимальный сдвиг локализуются не на срединной плоскости, а на глубине $z \approx \pm 0.4a$ (рис. 4). В случае же волны (3, 7), максимальное растяжение локализуется на срединной плоскости ($z = 0$), а максимальный сдвиг — на глубине $z \approx \pm 0.4a$, т.е. их локализации полностью не совпадают (рис. 5).

Далее, исходя из (30), среднее напряжение имеет следующий вид:

$$\Delta\sigma = \frac{\pi}{3a} \frac{\hat{\mu} \hat{u}_z}{N_1} \frac{1+\nu}{1-\nu} \left((1-\nu)N_1^2 + \nu N_2^2 \right) \times (-1)^{n_1} \cos(\alpha z) \cos \Omega. \quad (41)$$

Отсюда получаем, что среднее напряжение ненулевое, следовательно, напряженно-деформированное состояние не соответствует состоянию чистого

сдвига, что является еще одним отличием между волнами типа I и II.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучение симметричных решений волновых уравнений Лэмба при больших фазовых скоростях ($c > c_1$) показало, что в этом диапазоне существует семейство решений (внутренние волны типа II), которые имеют нулевые напряжения и деформации на поверхности пластины, как и внутренние волны с фазовой скоростью Ламе (тип I). Однако волны типа II отличаются от волн типа I рядом свойств, таких, например, как ненулевое значение среднего напряжения и иная локализация максимальных напряжений.

В то же время, волны типа II (как и тип I) обладают свойством кратности частоты и волнового числа. Аналитически доказано, что если существует внутренняя волна с фазовой скоростью c , то существует бесконечное количество волн с такой же фазовой скоростью, при этом их частоты и волновые числа образуют арифметическую прогрессию.

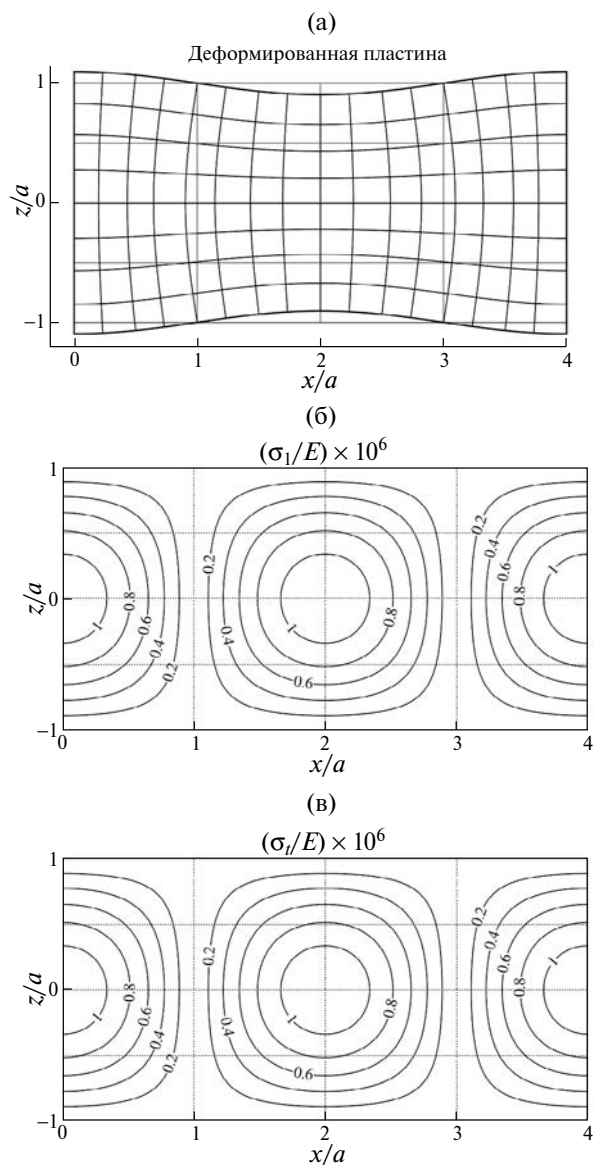


Рис. 2. (а) – Деформация пластины, (б) – максимальное растяжение и (в) – максимальный сдвиг для внутренней волны типа I для фундаментальной моды.

Существование внутренних волн Лэмба показывает, что проведение контроля деформаций конструкции посредством поверхностных тензодатчиков в этом случае может быть неэффективным, таким образом необходимо совершенствовать применяемые методы контроля надежности.

Работа выполнена по теме Государственного задания № госрегистрации 124012500437-9 “Вопросы фундаментальной механики и оптимизации процессов деформирования, разрушения, трения и износа, аддитивного роста конструкций и их элементов, работающих в нормальных и экстремальных условиях”.

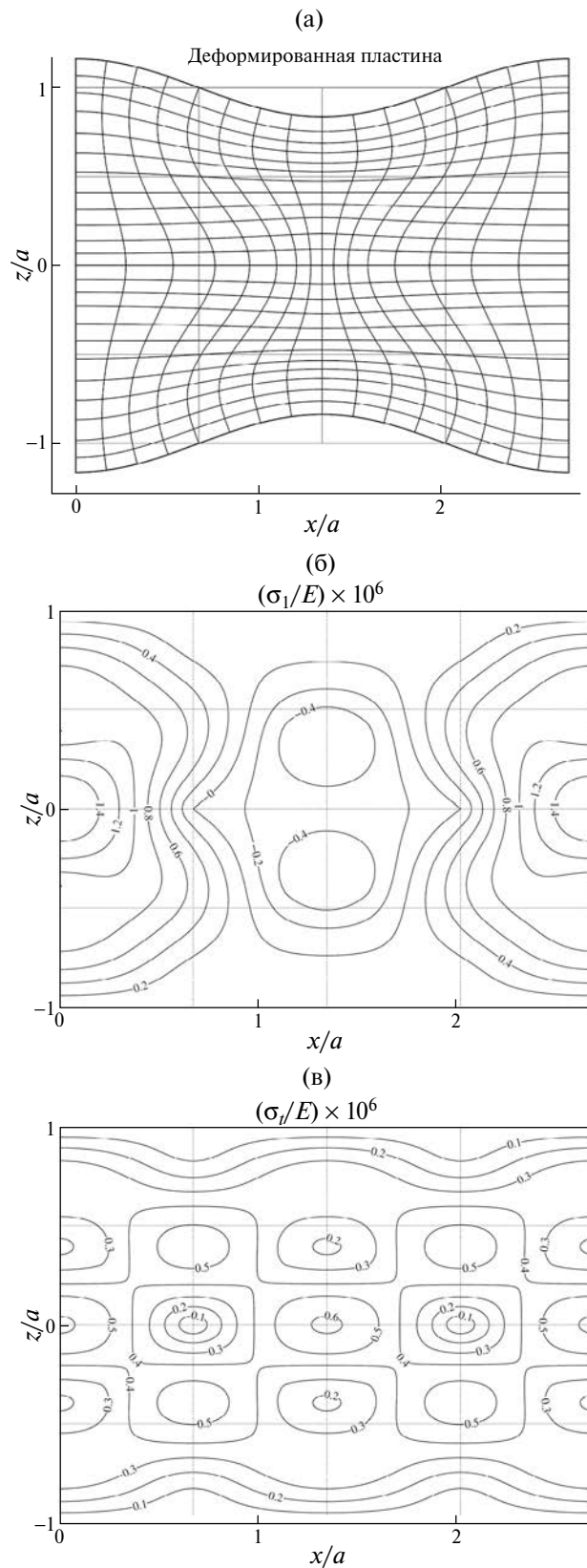


Рис. 3. (а) – Деформация пластины, (б) – максимальное растяжение и (в) – максимальный сдвиг для внутренней волны типа II с индексами $(N_1, N_2) = (1, 3)$.

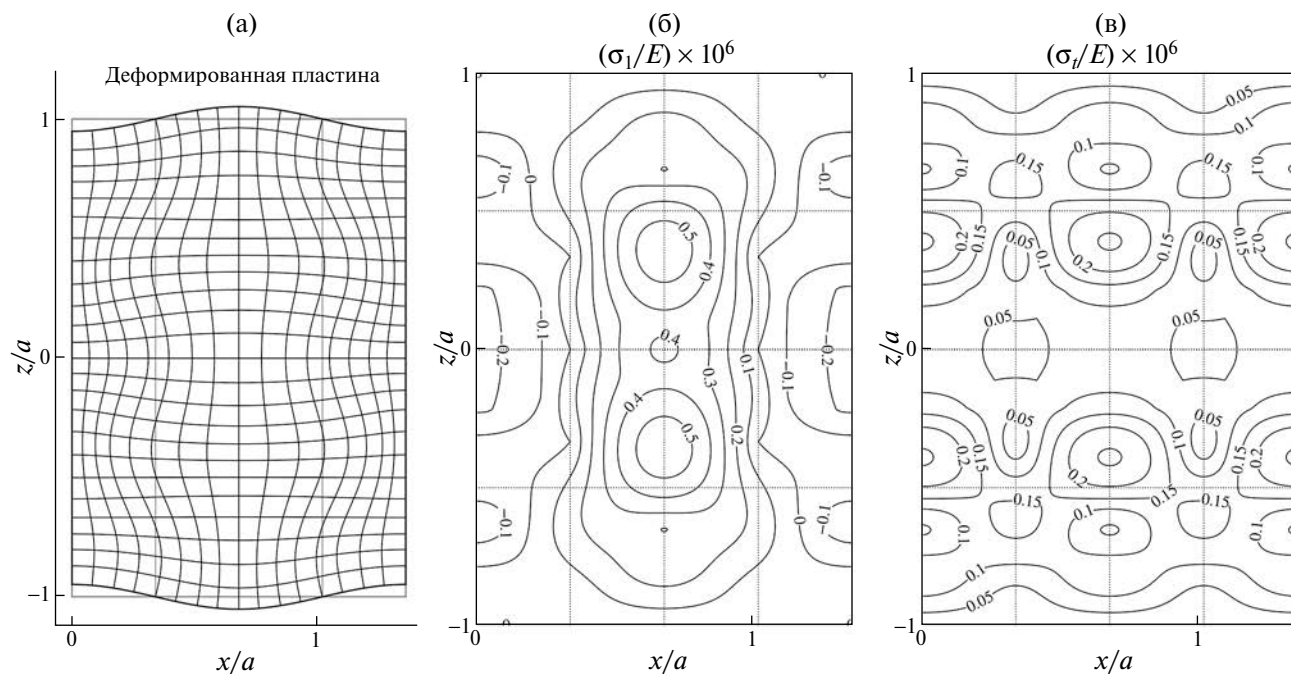


Рис. 4. (а) – Деформация пластины, (б) – максимальное растяжение и (в) – максимальный сдвиг для внутренней волны типа II с индексами $(N_1, N_2) = (1, 5)$.

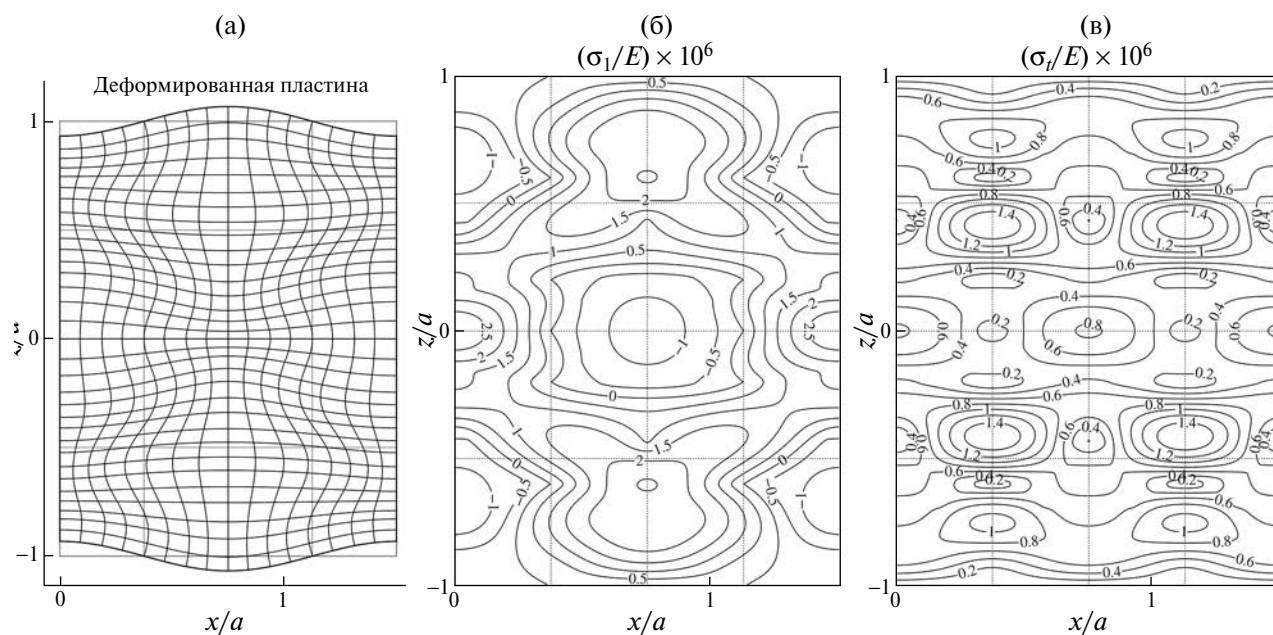


Рис. 5. (а) – Деформация пластины, (б) – максимальное растяжение и (в) – максимальный сдвиг для внутренней волны типа II с индексами $(N_1, N_2) = (3, 7)$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Su Zh., Ye L.* Identification of damage using Lamb waves. Berlin: Springer-Verlag, 2009. 357 p. <https://doi.org/10.1007/978-1-84882-784-4>
2. *Зудин В.Л., Жуков Ю.П., Маланов А.Г.* Датчики: измерение перемещений, деформаций и усилий. М.: Изд-во Юрайт, 2020. 199 с.
3. *Михлин С.Г.* Линейные уравнения в частных производных. М.: “Высшая школа”, 1977. 431 с.
4. *Мокряков В.В.* Напряжения в симметричной волне Лэмба среднего диапазона. Исследование внутренней волны // Акуст. журн. 2022. Т. 68. № 2. С. 119–128. <https://doi.org/10.31857/S032079192202006X>
5. *Микер Т., Мейтцлер А.* Волноводное распространение в протяженных цилиндрах и пластинках // Физическая акустика. Т. 1. ч. А. / Под ред. Мэзона У. М.: Мир, 1966. С. 140–203.
6. *Lamb H.* On waves in an elastic plate // Proc. R. Soc. A. 1917. V. 93. P. 293–312.
7. *Кольский Г.* Волны напряжения в твердых телах. М.: Изд-во иностранной литературы, 1955. 194 с.
8. *Achenbach J.D.* Wave propagation in elastic solids. Amsterdam: North-Holland Publishing Company, 1973. 431 pp.
9. *Graff K.F.* Wave motion in elastic solids. New York: Dover, 1991. 649 p.
10. *Huang T.T., Ren X., Zeng Y., Zhang Y., Luo C., Zhang X.Y., Xie Y.M.* Based on auxetic foam: A novel type of seismic metamaterial for Lamb waves // Engng. Struct. 2021. V. 246. 112976. <https://doi.org/10.1016/j.engstruct.2021.112976>
11. *Кузнецов С.В.* Волны Лэмба в анизотропных пластинах (обзор) // Акуст. журн. 2014. Т. 60. № 1. С. 90–100. <https://doi.org/10.7868/S0320791914010092>
12. *Kuznetsov S.V.* Cauchy formalism for Lamb waves in functionally graded plates // J. Vibr. Control. 2019. V. 25. № 6. P. 1227–1232. <https://doi.org/10.1177/1077546318815376>
13. *Ilyashenko A.V., Kuznetsov S.V.* Lamb waves in functionally graded and laminated composites // J. Theor. Comp. Acoust. 2020. V. 28. № 3. P. 1950021. <https://doi.org/10.1142/S259172851950021X>
14. *Ewing W.M., Jardetzky W.S., Press F.* Elastic Waves in Layered Media. New York: McGraw-Hill Book Company, Inc. 1957. 390 p.
15. *Квашнин Г.М., Сорокин Б.П., Бурков С.И.* Возбуждение поверхностных акустических волн и волн Лэмба на СВЧ в пьезоэлектрической слоистой структуре на основании алмаза // Акуст. журн. 2021. Т. 67. № 1. С. 45–54. <https://doi.org/10.31857/S0320791921010020>
16. *Квашнин Г.М., Сорокин Б.П., Бурков С.И.* Анализ распространения СВЧ волн Лэмба в пьезоэлектрической слоистой структуре на основании алмаза // Акуст. журн. 2021. Т. 67. № 6. С. 595–602. <https://doi.org/10.31857/S0320791921060058>
17. *Athanassiadis A.G., Hart D.P.* Broadband leaky Lamb waves excited by optical breakdown in water // J. Acoust. Soc. Am. 2019. V. 146. № 2. P. 885–892. <https://doi.org/10.1121/1.5120182>
18. *Alleyne D., Cawley P.* The Interaction of Lamb Waves with Defects // IEEE Transactions on Ultrason. Ferroelectr. Freq. Contr. 1992. V. 39. № 3. P. 381–397. <https://doi.org/10.1109/58.143172>
19. *Alleyne D., Cawley P.* The use of Lamb waves for the long range inspection of large structures // Ultrasonics. 1996. V. 34. P. 287–290. [https://doi.org/10.1016/0041-624X\(96\)00024-8](https://doi.org/10.1016/0041-624X(96)00024-8)
20. *Зверев А.Я., Черных В.В.* Экспериментальное определение акустических и виброакустических характеристик многослойных композитных панелей // Акуст. журн. 2018. Т. 64. № 6. С. 727–736. <https://doi.org/10.1134/S0320791918060151>
21. *Mebarki M., Laidoudi F., Boubenider F.* Numerical Study of S0 Lamb Mode Resonator based on c-BN/AlN for 5G Operating Acoustic Devices // Acoust. Phys. 2021. V. 67. № 5. P. 457–464.
22. *Муякшин С.И., Диденкулов И.Н., Вьюгин П.Н., Чернов В.В., Денисов Д.М.* Исследование метода обнаружения и локализации неоднородностей в пластинах с использованием волн Лэмба // Акуст. журн. 2021. Т. 67. № 3. С. 270–274. <https://doi.org/10.31857/S0320791921030114>
23. *Rose L.R.F., Vien B.S., Chiu W.K.* Analytical solutions for crack-like scatterers and sources in isotropic elastic plates // Wave Motion. 2020. V. 93. P. 102476. <https://doi.org/10.1016/j.wavemoti.2019.102476>

Internal Symmetrical Lamb Waves for High Phase Velocities

V. V. Mokryakov*

*Federal State Budgetary Institution of Science Institute of Problems of Mechanics named after. A.Yu. Ishlinsky
Russian Academy of Sciences, Vernadsky Ave. 101, bldg. 1, Moscow, 119526 Russia*

**e-mail: mokr@ipmnet.ru*

Symmetrical Lamb waves with a phase velocity exceeding the velocity of expansion waves in an infinite medium are considered. It has been proven that internal waves are possible in this range of phase velocities, i.e. solutions to the wave equation that have zero values of the strain and stress components on the surface and, at the same time, their non-zero values inside the plate. The parameters of internal waves (phase velocity, frequency, wavelength) were calculated, and it was also proven that the frequencies of internal waves of the same phase velocity form an arithmetic progression. Several internal waves are considered, sections of the corresponding deformed plates, and distributions of maximum values of tension and shear are presented.

Keywords: Lamb wave, internal wave, elasticity, Poisson's ratio, stress-strain state, unbounded plate, stress localization

ВЛИЯНИЕ 3D-ПЕЧАТИ НА УПРУГИЕ СВОЙСТВА НИТЕВИДНЫХ ОБРАЗЦОВ ПОЛИМЕРА ABS

© 2024 г. А. Б. Володарский^а, А. И. Кокшайский^а, Н. И. Одина^а,
А. И. Коробов^{а, *}, Е. С. Михалев^а

^аМосковский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет,
Москва, 119991 Россия

*e-mail: aikor42@mail.ru

Поступила в редакцию 05.12.2023 г.

После доработки 20.02.2024 г.

Принята к публикации 28.02.2024 г.

Приведены результаты экспериментального исследования влияния 3D-печати при 100% заполнении на линейные и нелинейные упругие свойства образцов полимера ABS, выполненных в виде тонких нитей. Исследования исходного и 3D-напечатанного образцов полимера ABS проводились статическим методом и методом Терстона–Браггера. Были определены значения линейных и нелинейных модулей Юнга, а также упругих нелинейных параметров второго порядка для нескольких циклов нагрузки-разгрузки образца. Показано, что выбранный режим 3D-печати почти не изменяет прочностные характеристики полимера ABS, а пластические характеристики даже несколько улучшаются. Обнаружено, что механическое нагружение оказывает различное воздействие на нелинейный параметр исходного и 3D-напечатанного образцов. Для 3D-напечатанного образца обнаружено уменьшение нелинейного параметра по мере роста нагрузки.

Ключевые слова: полимер ABS, коэффициент упругости третьего порядка, 3D-печать, нелинейный упругий параметр

DOI: 10.31857/S0320791924020039, **EDN:** YNVOGY

ВВЕДЕНИЕ

Термопластический полимер акрилонитрил-бутадиен-стирол (acrylonitrile butadiene styrene – ABS) относится к семейству технических сополимеров [1]. ABS представляет собой термополимер, получаемый путем полимеризации стирола, акрилонитрила и полибутадиена [1]. Полимеры ABS являются двухфазными: стирол-акрилонитрил (САН) образует непрерывную (матричную) фазу; вторая фаза состоит из дисперсных частиц полибутадиена, на поверхность которых привит слой САН [1]. Результирующий материал обладает высокой химической стойкостью, твердостью и жесткостью, хорошим сопротивлением усталостным нагрузкам при достаточно высокой ударной вязкости и пластичности при низких температурах [1–2]. Полимер ABS имеет блестящую поверхность и относительно легко поддается обработке. ABS обладает хорошей химической стойкостью к кислотам и основаниям, но плохой стойкостью к ароматическим соединениям, хлорированным растворителям, сложным эфирам, кетонам и альдегидам. Однако ABS имеет не очень хорошую устойчивость

к ультрафиолетовому излучению [1–2]. Детали, выполненные из полимеров на основе ABS, широко используются в автомобильной, легкой, медицинской и строительной промышленности [1–2].

Механические свойства полимера ABS, произведенного различными способами (как традиционными, например, путем литья, так и с помощью 3D-печати) изучены достаточно хорошо. В работе Рамезани и др. [3] проведено сравнение механических и упругих характеристик образцов коммерческого ABS марки Terluran GP-35, полученных методом традиционного литья и одним из аддитивных методов, а именно Arburg Plastic Free Forming. Образцы, полученные методом литья, показали при продольных нагрузочных испытаниях высокую повторяемость упругих и прочностных характеристик, но значительное различие в величине остаточной деформации при разрыве: она варьировалась от 6 до 12%. По приведенным авторами графическим данным модуль Юнга литого образца можно оценить как 2.1 ГПа, а предел прочности 35.5 МПа, модуль Юнга аддитивно произведенного образца с укладкой слоев вдоль оси образца 1.9 ГПа,

а предел прочности 24.5 МПа. В работе [4] представлены результаты экспериментального исследования влияния направления укладки на упругие и прочностные характеристики (такие, как модуль Юнга, относительное удлинение при разрыве, предел прочности и предел текучести) полимера ABS, изготовленного FDM методом. При продольной укладке нитей модуль Юнга получился равным 1759 МПа, а относительное удлинение при разрыве составило 4.1%. Авторы работы [5] приводят сравнение модулей Юнга и пределов прочности для произведенного ими методом 3D-печати образца и нити полимера при продольном растяжении. Отмечено, что модуль Юнга нити может заметно превосходить модуль Юнга для печатного образца. В публикации [6] также исследовались упругие параметры произведенных из ABS методом 3D-печати образцов при растяжении и сжатии, и было установлено, что деформация материала при его растяжении зависит от количества нитей на оболочке поверхностного слоя. Было установлено, что чем больше нитей в оболочке образца, тем больше деформация при разрыве, тогда как предел прочности в образце меняется незначительно (в пределах 5%). В статье [7] исследовались модуль Юнга, предел текучести и предел прочности при комнатной температуре и 77 К для аддитивно изготовленного полимера ABS при изменении толщины слоя, растрового рисунка и процента заполнения в качестве настроек 3D-печати. Изменение настроек печати приводит при комнатной температуре к вариации модуля Юнга до 20%. Авторами исследования [8] была проведена комплексная оценка механических свойств для определения влияния плотности заполнения и толщины слоя ABS-пластика (изготовленного методом FDM) на предел прочности при растяжении, модуль упругости, предел текучести, деформацию разрушения и ударную вязкость. Показано, что максимальная предельная прочность на растяжение и модуль упругости достигались при более низкой высоте слоя. В работе [9] было произведено сравнение упругих характеристик для трех способов изготовления образцов, а именно литья под давлением, компрессионного формования и 3D-печати с укладкой слоев под 45° к направлению растяжения. По приведенным авторами результатам можно отметить, что модуль Юнга для напечатанных деталей (около 2 ГПа) на 43–45% ниже, чем для отлитых деталей (порядка 3.7 ГПа). В исследовании [9] показано также, что предел прочности у напечатанного образца (43 МПа) в 1.5 раза ниже, чем у отлитого (69 МПа), тогда как деформация при разрыве отличается гораздо меньше (3.13–3.21% у отлитого и 2.81–3.01% у 3D-напечатанного).

Исследования упругих свойств полимеров семейства ABS производились и акустическими методами. В работе Adair и Cook [10] для полимера ABS марки GSE-1000 были произведены подробные

исследования коэффициентов отражения и прохождения продольных упругих волн в интервале частот 100 кГц–2 МГц. В работе Hartmann [11] проведено исследование скоростей и затухания продольных и поперечных волн для полимера ABS на частоте 1.8 МГц, а также особенностей прохождения звука частотой 500 кГц через пластины разной толщины. В работе Antoniou [12] представлены результаты исследования линейных акустических свойств образцов, произведенных методом 3D-печати, для восьми широко распространенных полимеров, включая ABS. Стандартными эхо-импульсными методами в режиме на отражение и прохождение были измерены коэффициент затухания, скорость звука и рассчитан акустический импеданс. В работе Vasina и др. [13] было исследовано влияние геометрии на коэффициенты звукопоглощения ряда пористых образцов, изготовленных методом 3D-печати из ABS-полимера.

Несмотря на то, что нелинейные упругие свойства полимеров активно изучаются еще с прошлого века, исследованию нелинейных упругих свойств семейства ABS посвящено недостаточное количество работ. В работе Nagy [14] было экспериментально исследовано поведение линейных и нелинейных упругих параметров ряда полимеров (в том числе и ABS) при циклических нагрузках. Измерения производились на частоте 5 МГц. Было показано, что при большом числе циклов нагружения (более 250 для ABS) линейные параметры остаются почти постоянными, а нелинейные показывают существенный рост, что может служить основой для нелинейной диагностики усталостной прочности полимеров. В работе [15] квазистатическим методом измерены и рассчитаны упругие нелинейные параметры для полимеров PMMA, PS и PSF (как по собственным данным, так и по данным [16, 17]). В более поздней работе [18] для ряда широко распространенных полимеров (PS, Acrylic, PET, PVC и PC) методом фокусированного ультразвука определены значения нелинейного параметра второго порядка. Разброс значений B/A для этих полимеров лежал в диапазоне 9–12. В работе Солодова и пр. [19] для нахождения нелинейного параметра второго порядка $\beta_2 = -\frac{\partial V(\epsilon)}{\partial \epsilon} / V$ использовался метод генерации второй гармоники.

Были измерены нелинейные параметры при растяжении для чистого полипропилена и полипропилена, армированного стекловолокном. На начальном участке деформаций диапазон, в котором лежали значения β_2 , составил от 5 до 10 для чистого полипропилена, от 10 до 25 для образца с 20%-GFR и от 5 до 7 для образца с 30%-GFR. Метод генерации гармоник использовался также для исследования нелинейного упругого параметра третьего порядка при исследовании образцов PLA, подвергавшихся

химическим и физическим воздействиям, при их изгибном нагружении [20].

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования влияния 3D-печати на линейные и нелинейные упругие свойства образцов полимера ABS (марки eSun) нитевидной формы при их продольном растяжении. Линейные упругие свойства были исследованы статическим методом (по зависимости механического напряжения σ от деформации ϵ), а для исследования нелинейных упругих свойств использовался метод Терстона–Браггера (по зависимости относительного изменения скорости упругих волн $\Delta V/V$ от величины деформации ϵ).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОБРАЗЦЫ, УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для экспериментального исследования линейных и нелинейных упругих параметров полимерных нитей была использована автоматизированная измерительная установка, описанная ранее в работе [21]. Она позволяла в автоматическом режиме одновременно измерять как нагрузочную кривую $\sigma = \sigma(\epsilon)$ при продольном растяжении образца, так и зависимость относительного изменения скорости упругих волн от статической деформации. Измерения производились на частоте 200 кГц.

Для экспериментов были подготовлены два образца полимера ABS. Один (называемый далее “исходным”) был вырезан из нити коммерческого полимера ABS марки eSun без дополнительной обработки. Он представлял собой цилиндр длиной $L = 124.9$ мм и диаметром $D = 1.7$ мм.

Другой образец (называемый далее “напечатанным”) был произведен на 3D-принтере из той же нити полимера ABS марки eSun. Он имел форму тонкой прямой призмы с основанием в форме правильного шестиугольника с длиной стороны 1.05 мм и длиной 123.5 мм. Печать производилась по FDM технологии при температуре 160°C, 100% заполнении, диаметре сопла 0.05 мм на 3D-принтере собственного изготовления, близком по характеристикам к модели “3DQ Mini”, укладка нитей полимера производилась вдоль длинной оси призмы.

По методике, приведенной в работе [21], были рассчитаны как линейные (линейный модуль Юнга E), так и нелинейные (нелинейный модуль Юнга E_N и нелинейный параметр второго порядка N) упругие параметры для обоих образцов.

Линейный модуль Юнга (коэффициент упругости второго порядка) E можно определить как тангенс угла наклона линейной части графика зависимости механического напряжения от деформации:

$$E(\epsilon_s) = \frac{\Delta \sigma}{\Delta \epsilon}. \quad (1)$$

Нелинейный модуль Юнга (коэффициент упругости третьего порядка) E_N можно рассчитать по зависимости относительного изменения скорости от прикладываемого внешнего квазистатического механического напряжения:

$$E_N(\epsilon_s) = \frac{2E}{\Delta \epsilon_s} \left(\frac{\Delta V}{V} \right). \quad (2)$$

Соответственно, акустический нелинейный параметр второго порядка N можно определить по формуле:

$$N(\epsilon_s) = \frac{E_N}{E}. \quad (3)$$

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ИХ АНАЛИЗ

Для исходного и 3D-напечатанного образцов полимера ABS были проведены одновременные измерения деформации и скорости упругих волн в зависимости от прикладываемого механического напряжения. Было проведено два цикла нагрузки-разгрузки и еще одна нагрузка до разрыва образца. Каждый эксперимент длился около 2.5 ч, что позволяет рассматривать процессы нагрузки-разгрузки как квазистатические.

На рис. 1 приведены графики экспериментально измеренных зависимостей напряжение-деформация $\sigma = \sigma(\epsilon)$ для двух с половиной циклов изменения приложенного механического напряжения: (а) — для исходного и (б) — 3D-напечатанного образцов. При проведении эксперимента в каждом цикле нагрузки-разгрузки наблюдались небольшие гистерезисные зависимости $\sigma(\epsilon)$. При этом для каждого цикла нагрузки-разгрузки остаточная деформация для 3D-напечатанного образца была меньше, чем для исходного: после первого цикла остаточные деформации составляли $\epsilon \sim 0.0007 \pm 0.0005$ для исходного образца и $\epsilon \sim 0.0005 \pm 0.0005$ для напечатанного, после второго — $\epsilon \sim 0.0028 \pm 0.0005$ для исходного образца и $\epsilon \sim 0.0014 \pm 0.0005$ для напечатанного.

Проведенные эксперименты показали, что выбранный способ 3D-печати незначительно изменил механические свойства полимера ABS: модуль Юнга и предел прочности практически не изменились, а деформация при разрыве несколько увеличилась (табл. 1).

Так же, как и в предшествующей работе [21], по измеренным нагрузочным кривым были рассчитаны значения модуля Юнга по формуле (1) при нагрузке и разгрузке обоих образцов. Рассчитанные значения модуля Юнга представлены в табл. 2.

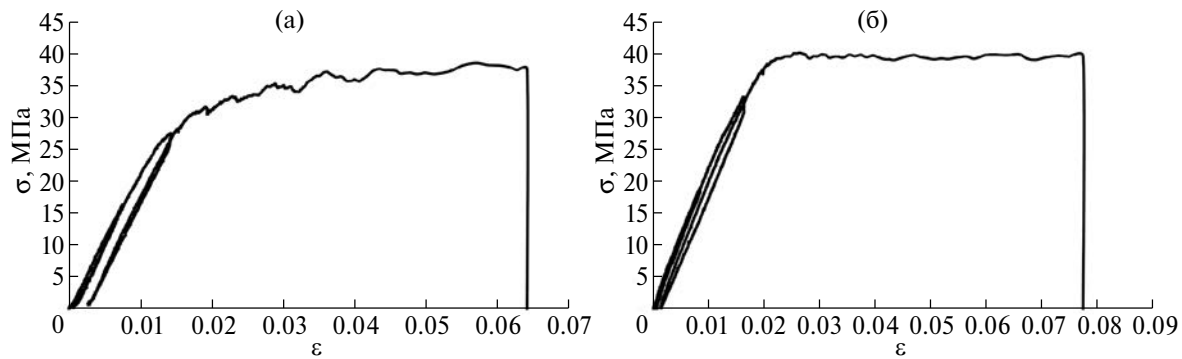


Рис. 1. Экспериментально измеренная нагрузочная кривая $\sigma(\epsilon)$ для (а) – исходного и (б) – 3D-напечатанного образцов ABS.

Таблица 1. Прочностные и пластические характеристики исходного и 3D-напечатанного образцов ABS

	Исходный	3D-напечатанный
Модуль Юнга, ГПа	2.3 ± 0.1	2.2 ± 0.1
Предел прочности, МПа	39 ± 1	40 ± 1
Деформация при разрыве, %	6.42 ± 0.05	7.74 ± 0.06

Таблица 2. Линейный модуль Юнга исходного и 3D-напечатанного образцов ABS при нагрузке-разгрузке

Модуль Юнга, ГПа	Исходный	3D-напечатанный
1 цикл, нагрузка	2.2 ± 0.1	2.2 ± 0.1
1 цикл, разгрузка	2.3 ± 0.1	2.3 ± 0.1
2 цикл, нагрузка	2.4 ± 0.1	2.3 ± 0.1
2 цикл, разгрузка	2.2 ± 0.1	2.0 ± 0.1
3 цикл, нагрузка	2.5 ± 0.1	2.3 ± 0.1

На первом цикле нагружения (как при нагрузке, так и при разгрузке) модуль Юнга практически не изменился как для исходного, так и для 3D-напечатанного образцов. На втором цикле нагружения (рис. 2) при разгрузке модуль Юнга уменьшается (для 3D-напечатанного образца более значительно). Отметим, что исходный образец в процессе проведения второго цикла вышел за пределы упругой области. При дальнейшем нагружении (на третьем цикле нагрузки) модуль Юнга снова возрос, причем для исходного образца более значительно, чем для 3D-напечатанного.

Одновременно с измерением зависимостей величин нагрузки от деформаций $\sigma(\epsilon)$ регистрировались зависимости относительного изменения скорости продольной упругой волны $(\Delta V/V)$ от значения статической деформации ϵ_{cm} образца в процессе нагрузки-разгрузки. Линейность зависимости относительного изменения скорости от деформации при малых деформациях вплоть до 0.018 (рис. 3) позволила рассчитать значения нелинейных модулей Юнга по формуле (2)

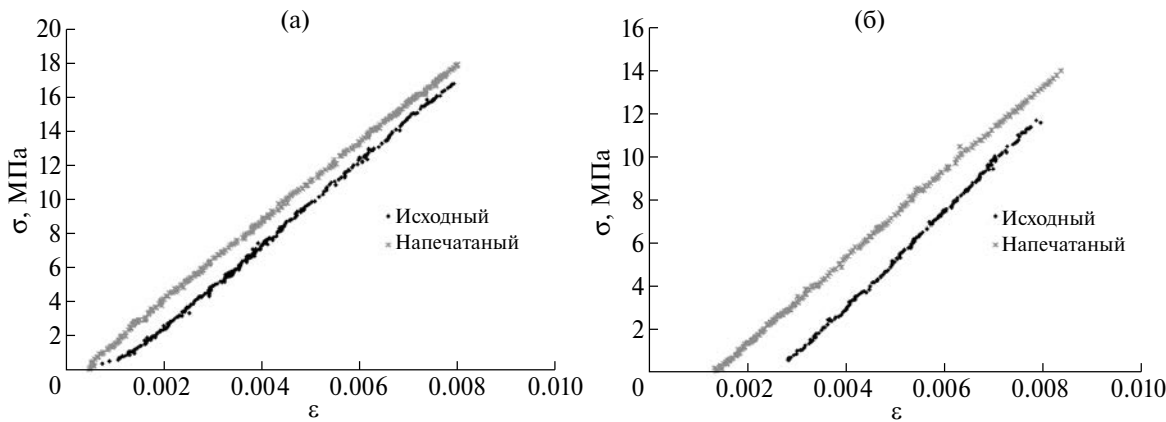


Рис. 2. Экспериментально измеренные нагрузочные кривые $\sigma(\epsilon)$ для второго цикла при (а) – нагрузке и (б) – разгрузке исходного и 3D-напечатанного образцов ABS.

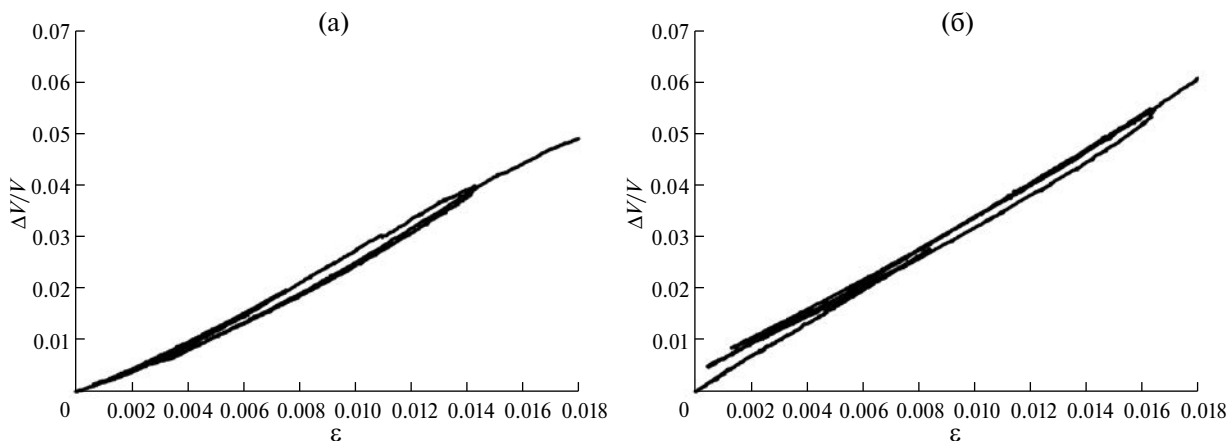


Рис. 3. Экспериментально измеренные зависимости относительного изменения скорости продольной волны от статической деформации для (а) — исходного и (б) — 3D-напечатанного образцов ABS.

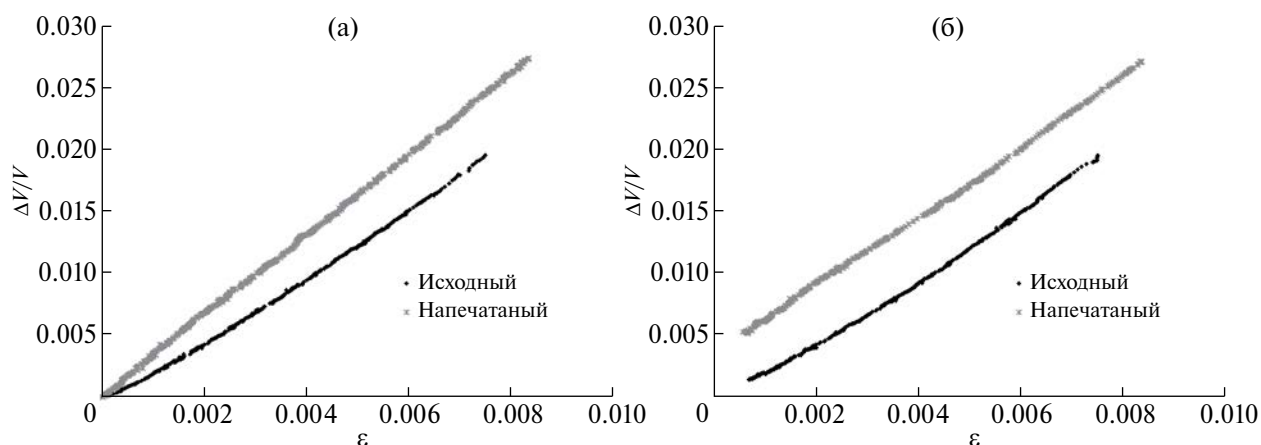


Рис. 4. Экспериментально измеренные зависимости относительного изменения скорости продольной волны от статической деформации для первого цикла при (а) — нагрузке и (б) — разгрузке исходного и 3D-напечатанного образцов ABS.

с аппроксимацией методом наименьших квадратов. Отметим, что наиболее значительное изменение скорости произошло уже на первом цикле нагружения (рис. 4).

По экспериментально измеренным данным для исходного и 3D-напечатанного образцов были рассчитаны значения нелинейного модуля Юнга в области нагрузки и разгрузки (табл. 3).

Поведение нелинейного модуля Юнга для исходного и 3D-напечатанного образцов является различным: если для исходного образца нелинейный модуль Юнга почти монотонно возрастает при нагружении (за исключением разгрузки второго цикла), то для 3D-напечатанного образца он растет при нагружении и падает при разгрузке, причем его конечное значение (при третьем нагружении) меньше начального (при первом нагружении).

Таблица 3. Коэффициенты упругости третьего порядка исходного и 3D-напечатанного образцов ABS при нагрузке-разгрузке

Коэффициент упругости третьего порядка, ГПа	Исходный	3D-напечатанный
1 цикл, нагрузка	11.6 ± 0.6	14.5 ± 0.7
1 цикл, разгрузка	12.2 ± 0.6	12.7 ± 0.6
2 цикл, нагрузка	13.3 ± 0.7	13.8 ± 0.7
2 цикл, разгрузка	11.1 ± 0.6	10.3 ± 0.5
3 цикл, нагрузка	13.6 ± 0.7	12.8 ± 0.6

Таблица 4. Нелинейный упругий параметр исходного и 3D-напечатанного образцов ABS при нагрузке-разгрузке

Нелинейный упругий параметр	Исходный	3D-напечатанный
1 цикл, нагрузка	5.2 ± 0.5	6.5 ± 0.5
1 цикл, разгрузка	5.3 ± 0.5	5.5 ± 0.5
2 цикл, нагрузка	5.5 ± 0.5	5.9 ± 0.5
2 цикл, разгрузка	5.0 ± 0.5	5.1 ± 0.5
3 цикл, нагрузка	5.4 ± 0.5	5.7 ± 0.5

По значениям линейного и нелинейного модулей Юнга, приведенным выше, по формуле (3) был рассчитан упругий нелинейный параметр N . Результаты расчета приведены в табл. 4.

Видно, что нелинейный параметр для исходного образца почти монотонно возрастает при нагружении (снижаясь только при второй разгрузке), а для 3D-напечатанного образцов снижается по мере нагружения, причем это снижение является более сильным при разгрузках.

Таким образом, можно отметить, что полученные нелинейные параметры близки по порядку величины к измеренным другими авторами для других полимеров (порядка 9–12) [18]. Кроме этого, они ведут себя немонотонно по мере нагружения, как и в работах [19, 22]. Отметим, что если для исходного ABS-полимера отмечается слабый рост по мере нагружения, то для 3D-напечатанного выявляется слабое уменьшение нелинейного параметра. По данным [19] при испытании на растяжение полимеры, имеющие различную структуру, также выявляют различное поведение нелинейного параметра по мере нагружения. Для чистого полипропилена на начальной стадии нагружения можно заметить область спада, роста и последующего спада; для полипропилена, армированного 20% GFR, спад совсем маленький, а последующий рост весьма существенный (более чем в 2 раза); для полипропилена, армированного 30% GFR, наблюдается слабый рост с последующим слабым спадом.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено экспериментальное исследование влияние 3D-печати при 100% заполнении на механические, линейные и нелинейные упругие параметры образца промышленного полимера ABS марки eSun.

Отмечено, что 3D-печать оказала слабое влияние на механические свойства полимера ABS: предел

прочности образца практически не изменился, а величина остаточной деформации возросла на 20%.

Установлено, что модуль Юнга практически не изменился на первом цикле для обоих образцов, тогда как на втором наблюдалось снижение, более значительное для 3D-напечатанного образца.

Обнаружено, что для исходного образца нелинейный модуль Юнга почти монотонно возрастает при нагружении, а для 3D-напечатанного образца он ведет себя немонотонно, а именно растет при нагружении и падает при разгрузке. Это различие связывается с различием внутренней структуры исходного и 3D-напечатанного образцов. Нелинейный параметр ведет себя немонотонно для обоих образцов. Отмечено общее уменьшение нелинейного параметра по мере нагружения для 3D-напечатанного образца полимера ABS.

Результаты исследования дают информацию о влиянии 3D-печати при 100% заполнении на механические, линейные и нелинейные упругие свойства полимера ABS при его механическом растяжении.

Исследование выполнено при поддержке гранта РНФ (проект № 19-12-00098).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Campo E.A.* Selection of Polymeric Materials – How to Select Design Properties from Different Standards. New York: William Andrew Inc.: Norwich, 2008. 350 p.
2. *Peters E.N.* Plastics: Thermoplastics, Thermosets, and Elastomers, Handbook of Materials Selection / Ed. by Kutz M. New York: John Wiley & Sons, Inc., 2002. P. 363–365.
3. *Ramezani H.D., Barbe F., Delbreilh L., Azzouna M.B., Guillet A., Breteau T.* Polymer additive manufacturing of ABS structure: Influence of printing direction on mechanical properties // J. Manuf. Proc. 2019. V. 44. P. 288–298.
4. *Шмелёв А.В., Ивченко В.И., Талалуев А.В.* Экспериментальное и расчетное определение механических характеристик образцов ABS-пластика при растяжении, изготовленных методом 3D-печати // Инженерный журн.: наука и инновации. 2021. № 4. С. 1–15.
5. *Чеврычкина А.А., Евстифеев А.Д., Волков Г.А.* Исследование прочностных характеристик акрилонитрилбутадиенстирол пластика при динамических нагрузках // Журн. техн. физ. 2018. Т. 88. № 3. С. 392–395.
6. *Балашов А.В., Маркова М.И.* Исследование структуры и свойств изделий, полученных 3D-печатью // Инженерн. вест. Дона. 2019. № 1.
7. *Saenz F., Otarola C., Valladares K., Rojas J.* Influence of 3D printing settings on mechanical properties of ABS at room temperature and 77 K // Add. Manuf. 2021. V. 39. № 101841.

8. *Shafaat A., Ashtiani H.R.* Influence processing parameters of FDM 3D printer on the mechanical properties of ABS Parts // *Ind. J. of Engin. & Mate. Scien.* 2021. V. 28. P. 250–257.
9. *Shaik Y.P., Naidu N.K., Yadavalli V.R., Muthyala M.R.* The Comparison of the Mechanical Characteristics of ABS Using Three Different Plastic Production Techniques // *Open Access Lib. J.* 2023. V. 10. P. 1–18.
10. *Adair L.C., Cook R.L.* Acoustic Properties of Rho-C and ABS in the Frequency Range 100 kHz–2 MHz // *J. Acoust. Soc. Am.* 1973. V. 54. № 6. P. 1763–1765.
11. *Hartmann B.* Ultrasonic properties of poly (4methyl pentene1) // *J. Appl. Phys.* 1980. V. 51. P. 1763–1765.
12. *Antoniu A., Evripidou N., Giannakou M., Constantinides G., Damianou C.* Acoustical properties of 3D printed thermoplastics // *J. Acoust. Soc. Am.* 2021. V. 149. P. 2854–2864.
13. *Vasina M., Monkova K., Monka P.P., Kozak D., Tkac J.* Study of the Sound Absorption Properties of 3D-Printed Open-Porous ABS Material Structures // *Polymers.* 2020. V. 12. P. 1062.
14. *Nagy P.B.* Fatigue damage assessment by nonlinear ultrasonic materials characterization // *Ultrasonics.* 1998. V. 36. P. 375–381.
15. *Wu M.-C.* Nonlinearity parameters of polymers. Dissertations, Theses, and Masters Projects. The College of William and Mary. USA, Virginia, Williamsburg. 1989. Paper 1539623784.
16. *Asay J.R., Lamberson D.L., Guenther A.H.* Pressure and Temperature Dependence of the Acoustic Velocities in Polymethylmethacrylate // *J. Appl. Phys.* 1969. V. 40. № 4. P. 1768–1783.
17. *Lamberson D.L., Asay J.R., Guenther A.H.* Equation of State of Polystyrene and Polymethylmethacrylate from Ultrasonic Measurements at Moderate Pressures // *J. Appl. Phys.* 1972. V. 43. № 3. P. 976–985.
18. *Saito S.* Nonlinearity parameter measurement for polymer plates using focused ultrasound // *AIP Conference Proceeding.* 2008. V. 1022. P. 561–564.
19. *Solodov I., Pfeleiderer K., Gerhard H., Busse G.* Non-linear acoustic approach to material characterization of polymers and composites in tensile tests // *Ultrasonics.* 2004. V. 42. P. 1011–1015.
20. *Zhao G., Gomes F.P.C., Marway H., Thompson M.R., Zhu Zh.* Physical Aging as the Driving Force for Brittle–Ductile Transition of Polylactic Acid // *Macromol. Chem. Phys.* 2020. V. 221. P. 1900475.
21. *Коробов А.И., Кокшайский А.И., Михалев Е.С., Одина Н.И., Ширгина Н.В.* Исследования упругих свойств полимера PLA статическими и ультразвуковыми методами // *Акуст. журн.* 2021. Т. 67. № 4. С. 387–394.
22. *Володарский А.Б., Кокшайский А.И., Одина Н.И., Коробов А.И., Михалев Е.С., Ширгина Н.В.* Экспериментальные исследования влияния 3D-печати при 100% заполнении на упругие свойства нитевидных образцов полимера PLA // *Акуст. журн.* 2023. Т. 69. № 4. С. 410–416.

Influence of 3D Printing on the Elastic Properties of ABS Polymer Filament Samples

A. B. Volodarskii¹, A. I. Kokshaiskii¹, N. I. Odina¹, A. I. Korobov^{1, *}, E. S. Mikhalev¹

¹*Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, 119991, Moscow, Russia*

*e-mail: aikor42@mail.ru

This work shows the results of experimental study of the impact of 3D printing with 100% filling on the elastic properties of samples made of ABS filament. The dependence of the deformation and the relative change in the velocity of elastic waves on the applied mechanical stress (up to rupture) for the initial and 3D-printed samples of ABS polymer were measured simultaneously by both the static method and the Thurston-Bragger method. As a result of the experiment, linear and non-linear Young's moduli and the 2nd order non-linear acoustic parameter were calculated. It was established that the selected 3D printing mode almost does not change the strength characteristics of the ABS polymer, and the plastic characteristics are slightly improved. A difference was found in the behavior of nonlinear parameters for the original and 3D-printed samples under mechanical loading, which is associated with changes in the internal structure of the samples caused by 3D printing. For the 3D printed sample, a decrease in the nonlinear parameter was found as the load increased.

Keywords: ABS polymer, 3D printing, 3^d order elasticity coefficient, non-linear elastic parameter

АКУСТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА ПОДВОДНЫХ ВЫБРОСОВ, РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ В ВИДЕ МНОГОФАЗНОЙ СТРУИ

© 2024 г. И. К. Гималтдинов^{а, *}, М. В. Столповский^а, Е. Ю. Кочанова^а

^аФГБОУ ВО Уфимский государственный нефтяной технический университет,
ул. Космонавтов 1, Уфа, 450064 Россия

*e-mail: iljas_g@mail.ru

Поступила в редакцию 09.09.2023 г.

После доработки 15.12.2023 г.

Принята к публикации 28.02.2024 г.

Численно исследовано взаимодействие импульса давления с газожидкостной зоной, являющейся сечением затопленной многофазной струи, состоящей из смеси воды и нефти и содержащей пузырьковое ядро из метана. Показана возможность определения степени расширения струи, объемного содержания нефти и газа в струе по отраженным сигналам.

Ключевые слова: импульс давления, отражение от границ, многофазная струя, газожидкостная зона, смесь нефти и воды

DOI: 10.31857/S0320791924020047, **EDN:** YNNBCM

ВВЕДЕНИЕ

Освоение морских ресурсов шельфовой зоны базируется на использовании современных средств и методов экологического мониторинга антропогенного воздействия на окружающую среду. Например, транспортировка нефти и газа на шельфе может сопровождаться авариями, при которых происходят выбросы нефти и газа в водную среду из поврежденных трубопроводов. Одним из основных методов исследования океана является акустический метод [1]. По характеру распространения и отражения акустической волны в результате взаимодействий с неоднородной средой в океане можно получать информацию о свойствах среды, решая так называемые обратные задачи [2, 3]. Состоящая из нефти и газа затопленная струя, истекающая из поврежденного трубопровода, из-за содержания нефти и газа является акустически более мягкой средой по сравнению с окружающей водой [4, 5]. Это дает основания полагать, что по изучению отражения и прохождения волн давления через зону, занятую многофазной струей, можно определить некоторые характеристики струи.

Данная работа посвящена численному исследованию динамики импульсов давления, отраженных от границ пузырьковой завесы, состоящей из водонефтяной смеси и пузырькового ядра из газа — метана.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Пусть на дне водоема из поврежденного трубопровода истекает смесь нефти и газа — метана в виде струй. По мере распространения вверх струя постепенно расширяется из-за вовлечения окружающей воды, т.е. струя является газожидкостной смесью, состоящей из воды, нефти и газа, причем пузырьки газа образуют пузырьковое ядро [6]. Для определения некоторых характеристик струи (степени расширения, объемных содержаний газа и нефти) рассмотрим динамику волны давления при взаимодействии со струей.

Для описания приведенной выше физической модели представим следующую математическую модель. Рассмотрим динамику двумерных волновых возмущений в канале длиной L_x и высотой L_y , заполненном водой, содержащей зону с водонефтяной смесью $(x_1x_2x_2^lx_1^l)$, внутри которой есть пузырьковое ядро $(x_1x_2x_2^lx_1^g)$, состоящее из пузырьков метана (рис. 1). Будем полагать, что зона с водонефтяной смесью, содержащая пузырьковое ядро, является сечением многофазной затопленной струи. Инициирование волнового импульса в области расчета происходит при кратковременном повышении давления на границе $x = 0$. Требуется определить, как изменятся амплитуда, протяженность, форма волнового импульса при взаимодействии с зоной, занятой многофазной струей, и на основе этих данных описать некоторые

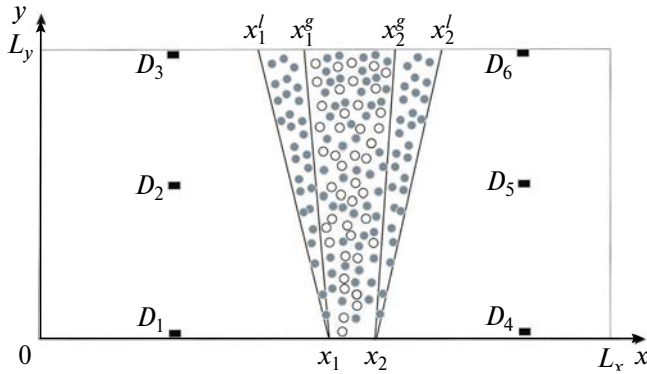


Рис. 1. Схематическое изображение расчетной области. D_1 – D_6 – датчики давления.

характеристики (степень расширения, объемные содержания газа и нефти) струи.

Для описания волнового движения, принимая общие допущения для пузырьковых жидкостей, запишем систему макроскопических уравнений масс, числа пузырьков, импульсов и давления в пузырьках [7]

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_i}{dt} + \rho_i \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) &= 0 \quad (i = l, g), \\ \frac{dn}{dt} + n \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) &= 0, \quad \rho \frac{du}{dt} + \frac{\partial p_l}{\partial x} = 0, \\ \rho \frac{dv}{dt} + \frac{\partial p_l}{\partial y} &= 0, \quad \rho = \rho_g + \rho_l, \\ \left(\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \right), \\ \alpha_l + \alpha_g &= 1, \quad \rho_i = \rho_i^0 \alpha_i, \quad \alpha_g = \frac{4}{3} \pi n a^3, \end{aligned} \quad (1)$$

где ρ_i^0 , α_i , p_l , n , a – соответственно плотность, объемное содержание i -й фазы, давление несущей жидкости, число и радиус пузырьков, u и v – проекции скорости на оси координат x и y соответственно. Нижними индексами $i = l, g$ отмечены параметры жидкой и газовой фаз.

Будем полагать, что жидкая фаза в области струи состоит из смеси нефти и воды с объемными содержаниями α_{o0} и α_{w0} , поэтому плотность жидкости запишем в виде

$$\rho_l^0 = \alpha_o \rho_o^0 + \alpha_w \rho_w^0.$$

При описании радиального движения вблизи пузырьков будем полагать, что $w = w_A + w_R$, где w_R определяется из уравнения Рэлея–Ламба, w_A

определяется из решения задачи о сферической разгрузке на сфере радиуса a в несущей жидкости в акустическом приближении:

$$a \frac{dw_R}{dt} + \frac{3}{2} w_R^2 + 4\nu_l \frac{w_R}{a} = \frac{p_g - p_l}{\rho_l^0}, \quad w_A = \frac{p_g - p_l}{\rho_l^0 C_l \alpha_g^{1/3}},$$

где $\nu_l = \alpha_o \nu_o + \alpha_w \nu_w$ – вязкость жидкости, $C_l = \alpha_o C_o + \alpha_w C_w$ – скорость звука в водонефтяной смеси.

Будем полагать, что жидкость является акустически сжимаемой, а газ – калорически совершенным,

$$p_l = p_0 + C_l^2 (\rho_l^0 - \rho_{l0}^0), \quad p_g = \rho_g^0 B T_g,$$

где B – газовая постоянная. Здесь и в дальнейшем нижний индекс 0 относится к начальному невозмущенному состоянию.

Уравнение для давления внутри пузырьков с учетом однородности давления записывается в виде [7]:

$$\frac{dp_g}{dt} = -\frac{3\gamma p_g}{a} w - \frac{3(\gamma - 1)}{a} q.$$

Интенсивность межфазного теплообмена прием в виде:

$$q = \frac{\lambda_g \text{Nu} (T_g - T_0)}{2a},$$

где температура жидкости $T_0 = \text{const}$.

Числа Нуссельта и Пекле имеют вид:

$$\text{Nu} = \begin{cases} \sqrt{\text{Pe}}, & \text{Pe} \geq 100 \\ 10, & \text{Pe} < 100 \end{cases}, \quad \text{Pe} = 12(\gamma - 1) \frac{T_0}{|T_g - T_0|} \frac{a|w|}{\kappa_g},$$

$$\kappa_g = \frac{\lambda_g}{c_g \rho_{g0}}.$$

Методика численного решения задачи описана в [8].

НАЧАЛЬНЫЕ И ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

Условия при $t = 0$, соответствующие исходному состоянию системы, состоящей из областей воды, водонефтяной смеси и пузырькового ядра, разделенных границами с наклоном, запишутся в виде:

$$u = v = 0, \quad p_l = p_0, \quad p_g = p_0, \quad a = a_0, \quad w = 0,$$

$$T_g = T_0, \quad \rho = \rho_{l0}^0 (1 - \alpha_{g0}),$$

$$\alpha_l = \begin{cases} \alpha_{w0} + \alpha_{o0}, & (x, y) \in \Omega_1, \\ \alpha_{w0}, & (x, y) \notin \Omega_1, \end{cases}$$

$$\alpha_g = \begin{cases} \alpha_{g0}, (x, y) \in \Omega_2, \\ 0, (x, y) \notin \Omega_2, \end{cases}$$

$$\Omega_1 = \begin{cases} 0 \leq y \leq L_y, \\ x_1^l - \frac{y - L_y}{L_y}(x_1 - x_1^l) \leq x \leq x_2^l + \frac{y - L_y}{L_y}(x_2 - x_2^l), \end{cases}$$

$$\Omega_2 = \begin{cases} 0 \leq y \leq L_y, \\ x_1^g - \frac{y - L_y}{L_y}(x_1 - x_1^g) \leq x \leq x_2^g + \frac{y - L_y}{L_y}(x_2 - x_2^g). \end{cases}$$

Иницирующее возмущение давления на границе пузырьковой жидкости ($x = 0$) задается в виде колоколообразного импульса. Соответствующее граничное условие запишется в виде:

$$p_l(t, y) = \begin{cases} p_0 + \Delta p_0 \exp\left(-\left(\frac{t - t_*/2}{t_*/6}\right)^2\right), & 0 < t < t_*, \\ p_0, & t > t_* \end{cases},$$

при $x = 0$, где Δp_0 — амплитуда давления, t_* — характерная протяженность импульса. На границах $y = 0$ и $y = L_y$ расчетной области приняты условия как на жесткой стенке, т.е. равенство нулю нормальной компоненты скорости. На границе $x = L_x$ задается неотражающее граничное условие на основе импедансного соотношения [9].

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Под действием граничного давления в канале формируется колоколообразный импульс давления амплитудой 5 бар, распространяющийся по направлению оси Ox (рис. 2а). При взаимодействии импульса с границами “вода–водонефтяная смесь” и “водонефтяная смесь–газожидкостное ядро” происходит его частичное отражение,

которое для обеих границ аналогично отражению от свободной поверхности [10] (рис. 2б), т.е. водонефтяная зона акустически более мягкая среда, чем вода, а пузырьковое ядро акустически более мягкое, чем водонефтяная смесь. В дальнейшем импульс проходит через границы “газожидкостное ядро–водонефтяная смесь” и “водонефтяная смесь–вода”. На этих границах отражение импульса аналогично отражению от жесткой стенки. На рис. 2в видны отраженные волны от границ газожидкостной зоны, распространяющиеся к границе $x = 0$, и первоначальный импульс, распространяющийся в положительном направлении оси Ox .

Осциллограммы для датчиков D_3 , D_2 , D_1 представлены на рис. 3. Для датчика D_3 первый всплеск (эпюра i) соответствует первоначальному импульсу амплитудой 5 бар. После взаимодействия с границей “вода–водонефтяная смесь–пузырьковое ядро” импульс отражается как от свободной границы [10] с амплитудой около 0.5 бар — сигнал r_1 , далее импульс отражается от границы “газожидкостная среда–водонефтяная смесь–вода” как от твердой стенки — сигнал r_2 .

Как было отмечено выше, отраженный сигнал r_1 является волной разрежения из-за меньшего значения акустического сопротивления зоны, занятой многофазной струей, по сравнению с аналогичным значением для воды. Чем больше расстояние от датчика до границы газожидкостной зоны, тем позже отраженный сигнал доходит до датчика. По времени появления отраженных сигналов до датчиков можно судить о степени расширения струи, при условии, что расположение датчиков по оси абсцисс одинаково. Кроме этого, по временному промежутку между отраженными сигналами r_1 и r_2 можно рассчитать положение границ, если известны параметры газожидкостной смеси. Отметим, что амплитуда отраженных сигналов r_2 растет с увеличением координаты y , т.е. датчик D_3 регистрирует сигнал r_2 , больший по амплитуде, чем регистрирует датчик D_1 . Такое увеличение

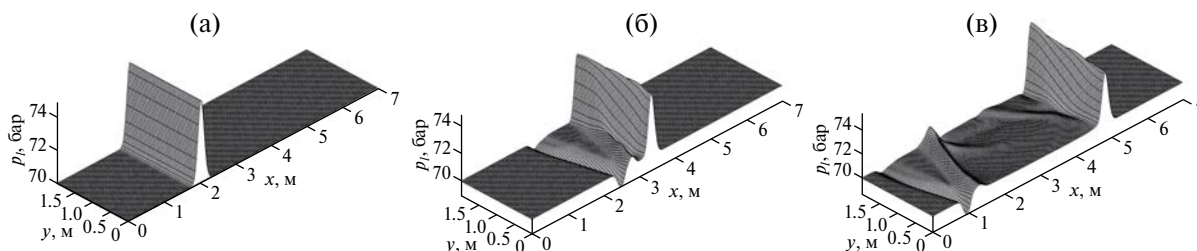


Рис. 2. Эпюры давления в моменты (а) — 1.62 мс, (б) — 2.5 мс, (в) — 3.5 мс. Параметры расчета: жидкость — в области газожидкостной зоны: смесь нефти и воды с объемными содержаниями $\alpha_{o0} = 0.75$ и $\alpha_{w0} = 0.25$, газ — метан: $\alpha_{g0} = 0.001$, $a = 1.25$ мм, $x_1 = 2.95$ м, $x_2 = 3.05$ м, $x_2^l = 3.3$ м, $x_1^l = 2.7$ м, $x_2^g = 3.2$ м, $x_1^g = 2.8$ м, $\Delta p_0 = 0.5$ МПа, $\rho_{o0}^0 = 830$ кг/м³, $\rho_{w0}^0 = 1000$ кг/м³, $v_o = 10^{-2}$ м²/с, $v_w = 10^{-6}$ м²/с, $C_o = 1225$ м/с, $C_w = 1500$ м/с, $\rho_{g0}^0 = 50.19$ кг/м³, $c_g = 2220$ Дж/кг К, $\lambda_g = 0.03$ Вт/м К, $T_0 = 300$ К, $p_0 = 7.0$ МПа.

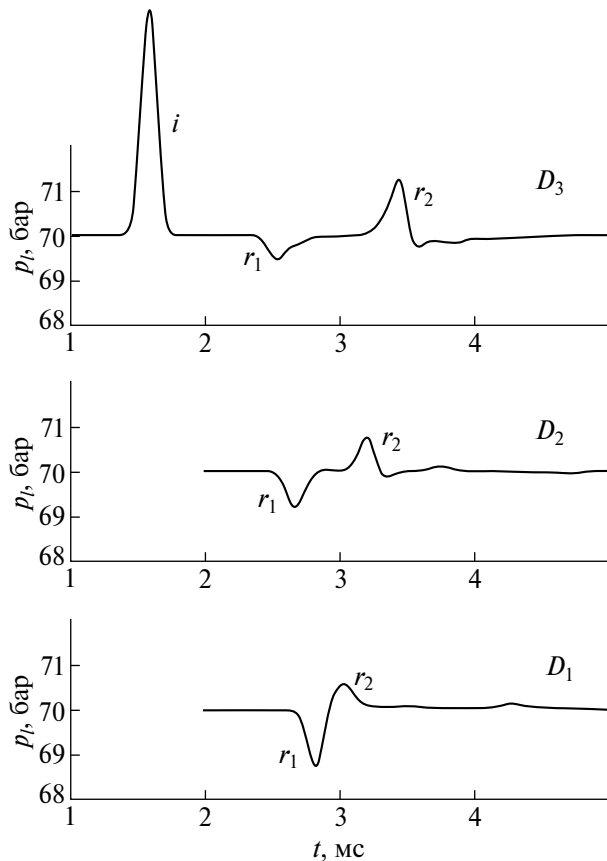


Рис. 3. Осциллограммы для датчиков D_3 , D_2 , D_1 , имеющих координаты (2;2), (2;1) и (2;0) м, буквами r_1 и r_2 обозначены сигналы, отраженные от границ “вода–водонефтяная смесь–газожидкостное ядро” и “газожидкостное ядро–водонефтяная смесь–вода”. Все параметры такие же, как для рис. 2.

амплитуды связано с тем, что время прохождения импульсом узкой области струи меньше времени прохождения широкой части и, следовательно, появляется волновое движение, направленное вверх по координате y , части импульса, который проходит в зону струи. Далее происходит наложение волн, прошедших через широкую часть струи, и возмущений, которые уже прошли узкую часть струи и распространяются вверх по координате y . Кроме этого, отметим, что область многофазной струи из-за акустической мягкости по сравнению с окружающей водой обладает свойствами подводного звукового канала [11], т.е. волновые возмущения при падении под углом на границы “пузырьковое ядро–водонефтяная смесь” и “водонефтяная смесь–вода” проходят эти границы незначительно. На рис. 4 представлено поле скоростей, из которого следует, что в момент 2.8 мс появляется волновое движение, направленное вверх по координате y .

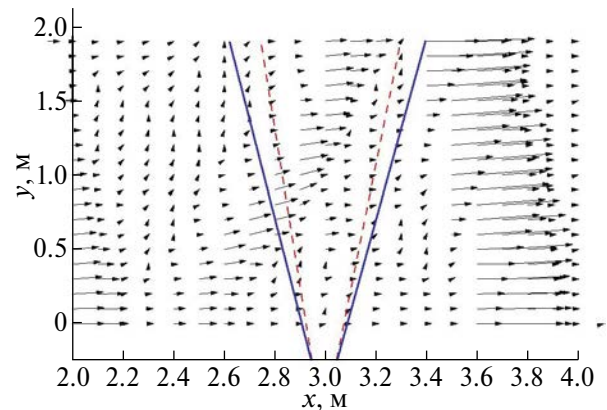


Рис. 4. Поле скоростей в момент 2.8 мс. Объемное содержание газа $\alpha_{g0} = 0.01$. Остальные параметры такие же, как на рис. 2.

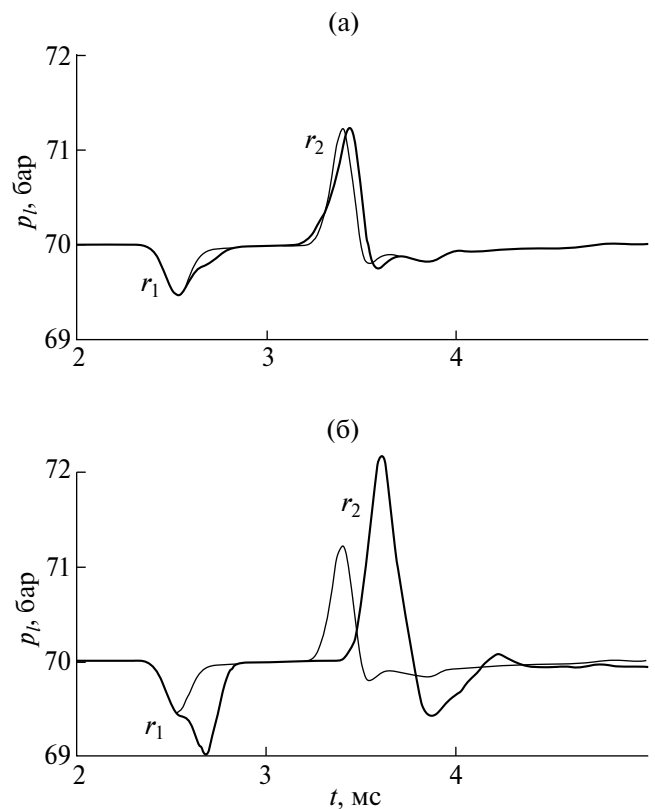


Рис. 5. Осциллограммы отраженных сигналов для датчика D_3 : жирные линии соответствуют объемному содержанию газа в пузырьковом ядре (а) — $\alpha_{g0} = 0.001$ и (б) — $\alpha_{g0} = 0.01$, тонкие линии соответствуют случаю отсутствия пузырькового ядра в струе ($\alpha_{g0} = 0$). Объемное содержание нефти и газа в области многофазной струи: $\alpha_{o0} = 0.75$, $\alpha_{w0} = 0.25$. Остальные параметры такие же, как на рис. 2.

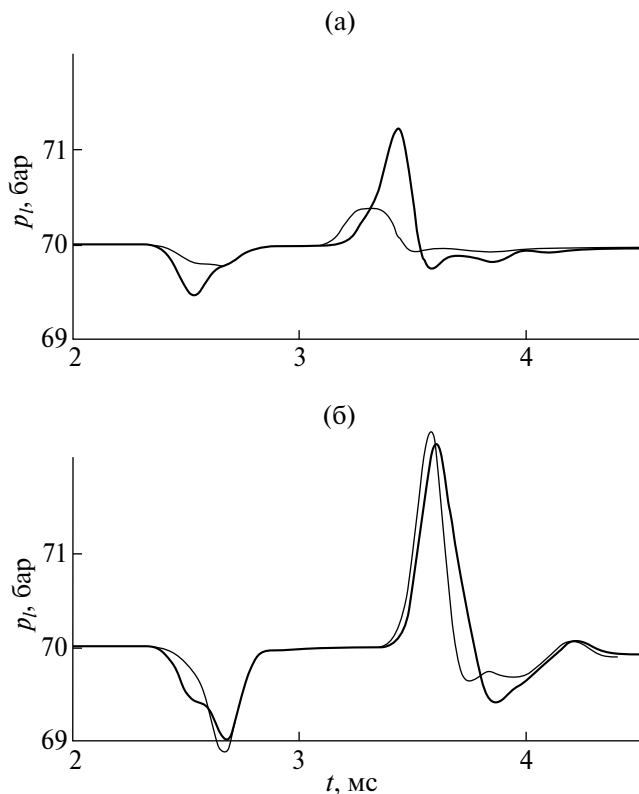


Рис. 6. То же, что на рис. 5. Жирная линия на обеих картинках соответствует случаю, когда объемная доля нефти в жидкой фазе пузырьковой зоны $\alpha_{o0} = 0.75$ ($\alpha_{w0} = 0.25$), тонкая — $\alpha_{o0} = 0.25$ ($\alpha_{w0} = 0.75$). Объемное содержание газа (а) — $\alpha_{g0} = 0.001$, (б) — $\alpha_{g0} = 0.01$. Остальные параметры такие же, как на рис. 2.

Влияние объемного содержания газа в пузырьковом ядре на динамику отраженных сигналов от границ многофазной струи показано на рис. 5. Для малых объемных содержаний газа $\alpha_{g0} \leq 0.001$ наличие пузырькового ядра практически не влияет на динамику отраженных от границ струи сигналов (рис. 5а), в этом случае отражение волнового импульса происходит на границах “вода–водонефтяная смесь” и “водонефтяная смесь–вода”. Так как акустический импеданс водонефтяной смеси меньше, чем аналогичный параметр у воды, то импульс отражается как от свободной границы [10]. В случае большего объемного содержания газа в пузырьковом ядре $\alpha_{g0} = 0.01$ (рис. 5б) из анализа отраженного сигнала r_1 следует, что сначала волновой импульс отражается от границы “вода–водонефтяная смесь”, а потом от границы “водонефтяная смесь–пузырьковое ядро”. Амплитуда отраженного сигнала на границе “вода–водонефтяная смесь” приблизительно равна 0.5 бар, далее сигнал отражается от пузырькового ядра, поэтому амплитуда отраженного сигнала r_1 достигает значения 1 бар. Амплитуда отраженного сигнала r_2 при наличии

пузырькового ядра достигает значения 2 бар. Таким образом, анализируя отраженные сигналы от многофазной затопленной струи, можно приблизительно определить объемное содержание нефти и газа в зоне струи.

С увеличением объемного содержания нефти в зоне многофазной струи амплитуды отраженных сигналов r_1 и r_2 для объемного содержания газа $\alpha_{g0} = 0.001$ незначительно увеличиваются (рис. 6а). В случае $\alpha_{g0} = 0.01$ увеличение доли нефти приводит к тому, что отраженный сигнал r_1 становится заметным, амплитуда его составляет 0.5 бар. В случае малой доли нефти в зоне многофазной струи при $\alpha_{g0} = 0.01$ импульс не чувствует границы “вода–водонефтяная смесь”, отражение происходит только от пузырькового ядра.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследована динамика волнового импульса в канале, содержащем газожидкостную зону, представляющую собой сечение многофазной затопленной струи.

Установлено:

- 1) по анализу времени прихода отраженных сигналов можно определить степень раскрытия струи;
- 2) по амплитуде отраженных сигналов можно приблизительно определить объемное содержание нефти и газа в зоне многофазной струи;
- 3) многофазная затопленная струя обладает свойством акустического волновода.

Работа выполнена при поддержке госзадания Минобрнауки РФ на тему “Разработка и создание малотоннажных продуктов и реагентов (ингибиторы коррозии и солеотложения, антиоксиданты, биоциды, присадки и др.) для процессов нефтегазохимии и очистки водных сред от загрязнений, замещающих импортные вещества и материалы. Теоретические и экспериментальные подходы (FEUR –2023–0006)”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Есипов И.Б. Семинар “Актуальные проблемы акустики — Успехи акустики 2019” Научного совета РАН по акустике // Акуст. журн. 2019. Т. 65. № 6. С. 861–862.
2. Диденкулов И.Н., Кустов А.М., Мартянов А.И., Прончатов-Рубцов Н.В. Акустическая диагностика пузырьковых объектов в жидкости // Акуст. журн. 2011. Т. 57. № 2. С. 246–251.
3. Максимов А.О. Спектр шума “газового факела” // Акуст. журн. 2005. Т. 51. № 4. С. 511–519.
4. Губайдуллин Д.А. Особенности отражения акустических волн от границы или слоя двухфазной среды // Акуст. журн. 2018. Т. 64. № 2. С. 162–173.

5. Шагапов В.Ш., Гималтдинов И.К. Об эволюции линейных волн в жидкости при наличии пузырьковой завесы // Инженерно-физический журнал. 1998. Т. 71. № 6. С. 987–992.
6. Yapa P.D., Dasanayaka L.K., Bandara U.C., Nakata K.A. Model (MEGADEEP) to simulate the transport and Fate of gas and hydrates released in deep water // Journal of hydraulic research, IAHR. 2010. V. 48. № 5. P. 559–572.
7. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Ч. 1, 2. М.: Наука, 1987. 386 с.
8. Гималтдинов И.К., Кочанова Е.Ю. Условия фокусировки волны давления в пузырьковом клине // Акуст. журн. 2020. Т. 66. № 4. С. 351–356.
9. Ильгамов М.А., Гильманов А.Н. Неотражающие условия на границах расчетной области. М.: Физматлит, 2003. 240 с.
10. Исакович М.А. Общая акустика. Учебное пособие. М.: Наука, 1973. 502 с.
11. Вадов Р.А. Открытие подводного звукового канала, экспериментальные исследования, региональные различия // Акуст. журн. 2007. Т. 53. № 3. С. 313–328.

Acoustic Diagnostics of Underwater Emissions Propagating in the Form of a Multiphase Jet

I. K. Gimaltdinov¹, M. V. Stolpovsky¹, E. Y. Kochanova¹

¹FSBEI HE Ufa State Petroleum Technological University, 450064, Ufa

iljas_g@mail.ru

The interaction of a pressure pulse with a gas-liquid zone, which is a section of a flooded multiphase jet consisting of a mixture of water and oil and containing a bubble core of methane, is numerically investigated. The possibility of determining the degree of expansion of the jet, the volume content of oil and gas in the jet from reflected signals is shown.

Keywords: pressure pulse, reflection from boundaries, multiphase jet, gas-liquid zone, mixture of oil and water

ТЕПЛОЕМКОСТЬ И ОСОБЕННОСТИ ФОНОННОГО СПЕКТРА МОНОКРИСТАЛЛОВ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ ИТТРИЙ-ЛЮТЕЦИЕВЫХ АЛЮМОГРАНАТОВ

© 2024 г. С. А. Никитов^а, А. В. Таранов^{а, *}, Е. Н. Хазанов^а, Е. В. Чарная^б,
М. В. Лихолетова^б, Е. В. Шевченко^б

^аИнститут радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Моховая 11, стр. 7, Москва, 125009 Россия

^бСанкт-Петербургский государственный университет, Физический факультет,
ул. Ульяновская 1, Петродворец, Санкт-Петербург, 198504 Россия

*e-mail: taranov@cplire.ru

Поступила в редакцию 09.01.2024 г.

После доработки 09.01.2024 г.

Принята к публикации 28.02.2024 г.

Измерены температурные зависимости теплоемкости и исследованы общие закономерности формирования фононного спектра монокристаллов твердых растворов иттрий-лютециевых алюмогранатов $Y_{3-x}Lu_xAl_5O_{12}$ при $0 \leq x \leq 3$ в интервале температур от 1.9 до 220 К. По данным, полученным ниже 10 К, рассчитаны температуры Дебая. Особенности фононного спектра в промежуточной температурной области интерпретированы как суперпозиция оптических мод для иттриевого и лютециевого гранатов. Показано, что низкие значения теплоемкости, обусловленной вкладом акустических фононов, для $Y_{2.25}Lu_{0.75}Al_5O_{12}$ коррелируют с аномалиями на концентрационных зависимостях фононного транспорта, поглощения акустических волн и формы линии ЯМР алюминия.

Ключевые слова: иттрий-лютециевые алюмогранаты; теплоемкость; фононные оптические моды; порядок замещения

DOI: 10.31857/S0320791924020053, **EDN:** YNMCZS

ВВЕДЕНИЕ

Монокристаллы твердых растворов иттрий-редкоземельных алюмогранатов $Y_{3-x}Re_xAl_5O_{12}$ (YAG:Re) [1] благодаря возможности контролируемого изоморфного замещения на позициях $Y \leftrightarrow Re$, а также механическим, диэлектрическим и теплофизическим свойствам нашли широкое применение в качестве базовых элементов устройств квантовой электроники [2] и адиабатического размагничивания при получении сверхнизких температур [3]. В акустике твердого тела был предложен материал с более высокой акустической прозрачностью в СВЧ диапазоне по сравнению с традиционными кристаллами корунда, кварца, ниобата лития и т.п. [4]. Это позволило создать предпосылки для конструирования миниатюрных твердотельных акустических устройств обработки информации [5, 6]. Использование алюмогранатов YAG:Re открыло новые возможности исследования процессов, лежащих в основе фонон-фононного и спин-фононного

взаимодействия, особенностей колебательного спектра диэлектрических материалов со сложной кристаллической структурой [7].

На физические свойства твердых кристаллических растворов значительное влияние оказывает характер распределения атомов компонент по узлам кристаллической решетки, который определяет тип порядка замещения для конкретных кристаллов [8]. В случае иттрий-редкоземельных алюмогранатов порядок замещения зависит от взаимного расположения ионов Y^{3+} и Re^{3+} по додекаэдрическим c -позициям в решетке [1]. Исходя из энергетических соображений, возможно формирование неупорядоченного твердого раствора, в котором вероятность отклонения концентрации твердого раствора от среднего значения x задается нормальным распределением. Если атомам компонент энергетически выгоднее быть в окружении атомов такого же сорта, то в твердом растворе возникает кластеризация. В противном случае наблюдается тенденция к формированию сверхрешетки.

Порядок замещения сильно сказывается на кинетических параметрах твердых растворов, в частности, на электропроводности смешанных полупроводников [9], фоновой релаксации, затухании акустических волн и теплопроводности в диэлектриках [10].

Примитивная ячейка иттриевого алюмограната $Y_3Al_5O_{12}$ содержит 20 атомов. Это означает, что собственный колебательный спектр подобного монокристалла определяется преимущественно оптическими фононами. Оптические фононы в монокристаллах граната исследовались при значениях волновых векторов вблизи центра зоны Бриллюэна методами комбинационного рассеяния света и инфракрасной спектроскопии [11, 12], а также методом неупругого рассеяния нейтронов (НРН) [13–15]. В работе [13] акустические моды фоновой спектра $Y_3Al_5O_{12}$ наблюдались до $\sim 110\text{--}120\text{ см}^{-1}$ ($\sim 14\text{ мэВ}$) при 750 К, что согласовывалось с оценкой границы спектра акустических колебаний [16]. Теоретические исследования [17, 18] показали, что изоморфное замещение Y более тяжелым редкоземельным атомом Re может приводить к образованию дополнительных колебательных состояний в акустической части фоновой спектра YAG:Re.

Твердые растворы иттрий-лютециевых алюмогранатов $Y_{3-x}Lu_xAl_5O_{12}$ стоят особняком в ряду остальных YAG:Re из-за того, что оба иона Y^{3+} и Lu^{3+} непарамагнитны. Исследования фоновой спектра нелегированных парамагнитными ионами кристаллов $Y_{3-x}Lu_xAl_5O_{12}$ методом НРН [15] и ряд последующих экспериментов по распространению акустических волн СВЧ-диапазона [19] и тепловых импульсов в области гелиевых температур, а также исследования ядерного магнитного резонанса (ЯМР) [20] выявили сложную зависимость физических свойств и порядка замещения от концентрации x . В последнее время твердые растворы иттрий-лютециевых алюмогранатов активно изучаются для различных практических применений, например, их использование позволяет оптимизировать характеристики наносцинтилляторов на основе $Y_{3-x}Lu_xAl_5O_{12}:Ce^{3+}$ [21].

В связи с тем, что при образовании твердых растворов замещения существенно изменяется фоновый спектр, целесообразно рассмотреть свойства монокристаллов $Y_{3-x}Lu_xAl_5O_{12}$, которые могут отражать эти изменения. Одним из таких свойств является теплоемкость. Отсутствие парамагнитных ионов в решетке $Y_{3-x}Lu_xAl_5O_{12}$ позволяет исследовать характер трансформации фоновой спектра методом теплоемкости в широком диапазоне температур без учета влияния аномалий Шоттки, индуцируемых остальными редкоземельными ионами [22].

Для кристаллического $Y_3Al_5O_{12}$ данные по теплоемкости в широком интервале температур представлены в работах [23] и при температурах выше 80 К в

работах [24–26]. Для монокристаллов лютециевого граната $Lu_3Al_5O_{12}$ проводились измерения теплоемкости выше 80 К [25], а для монокристаллов твердых растворов $Y_{3-x}Lu_xAl_5O_{12}$, насколько нам известно, измерения теплоемкости отсутствуют.

ОБРАЗЦЫ И ЭКСПЕРИМЕНТ

Образцы гранатов $Y_{3-x}Lu_xAl_5O_{12}$ ($x = 0, 0.6, 0.75, 1.0, 2.5$ и 3) были синтезированы во ВНИИСМС (г. Александров) методом горизонтальной направленной кристаллизации (метод Бриджмана). Гранаты имеют пространственную симметрию $Ia\bar{3}d$. Образцы для исследований вырезались в виде пластинок, ориентированных перпендикулярно кубической оси кристаллов, толщиной около 0.3 мм и площадью поверхности около 0.2 см².

Измерения теплоемкости проводились на базе Ресурсного центра “Центр диагностики функциональных материалов для медицины, фармакологии и нанoeлектроники” научного парка СПбГУ с помощью встроенной опции комплекса для измерения физических свойств PPMS-9+EverCool-II производства Quantum Design в соответствии с договором о научно-техническом сотрудничестве. Измерения проводились в температурном диапазоне от 1.9 до 220 К.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 приведены измеренные температурные зависимости теплоемкости $C(T)$ для монокристаллов твердых растворов $Y_{3-x}Lu_xAl_5O_{12}$

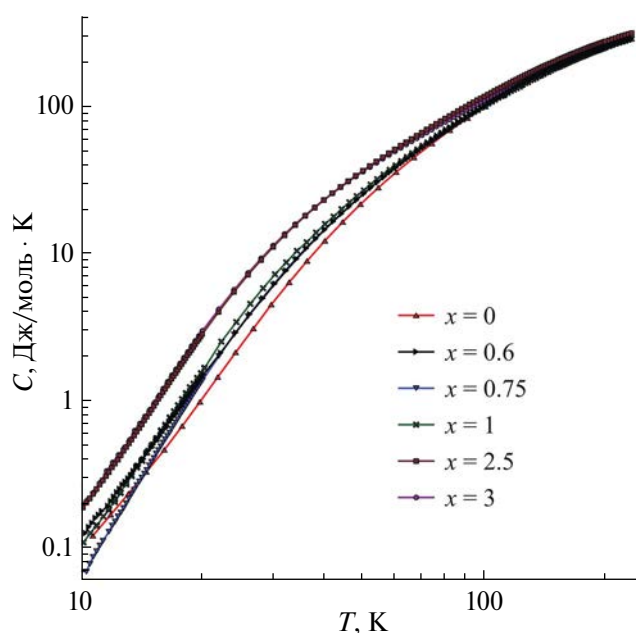


Рис. 1. Температурные зависимости теплоемкости C в монокристаллах твердых растворов $Y_{3-x}Lu_xAl_5O_{12}$.

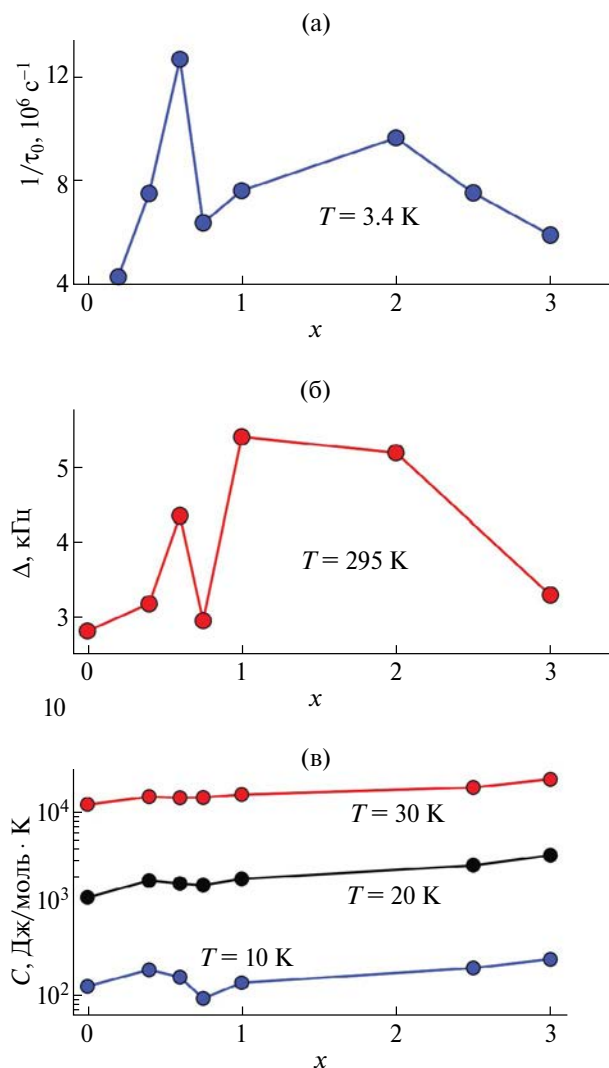


Рис. 2. Концентрационные зависимости в монокристаллах твердых растворов $\text{Y}_{3-x}\text{Lu}_x\text{Al}_5\text{O}_{12}$: (а) — обратного времени рассеяния фононов тепловых частот $1/\tau_0$ [19]; (б) — ширины линии ЯМР ^{27}Al [20]; (в) — теплоемкости.

в диапазоне от 10 до 220 К. Эти зависимости отражают трансформацию фононного спектра при переходе от иттриевого ($x = 0$) к лютециевому ($x = 3$) алюмогранату. При температурах выше 15 К минимальная теплоемкость наблюдается для иттриевого граната. Теплоемкость возрастает с ростом концентрации лютеция.

Однако при более низких температурах минимальную теплоемкость демонстрирует твердый раствор с $x = 0.75$. Такое поведение коррелирует с результатами исследований кристаллов $\text{Y}_{3-x}\text{Lu}_x\text{Al}_5\text{O}_{12}$ акустическими методами, методом тепловых импульсов и ЯМР [19, 20]. На рис. 2 данные, полученные в этих работах, сопоставлены

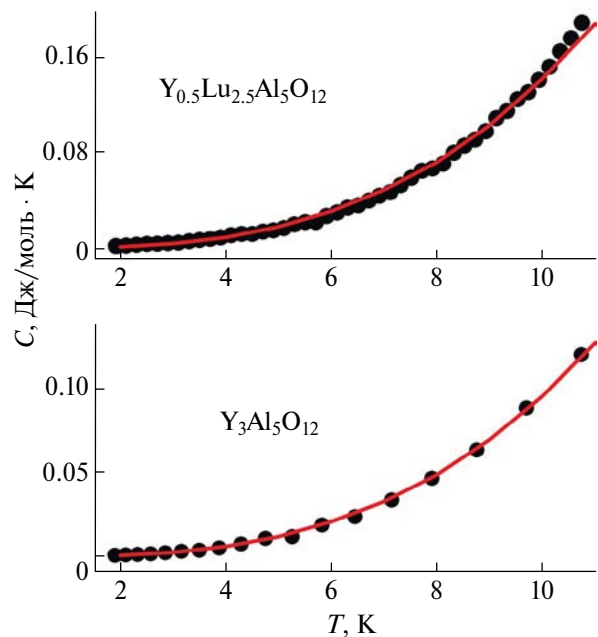


Рис. 3. Экспериментальные (символы) и теоретические (линии) температурные зависимости теплоемкости C твердых растворов $\text{Y}_{3-x}\text{Lu}_x\text{Al}_5\text{O}_{12}$.

с данными по теплоемкости из настоящей работы. Видно, что для кристалла с $x = 0.75$ наблюдаются anomalous понижение упругого рассеяния тепловых фононов, сужение линии ЯМР ^{27}Al и понижение теплоемкости на фоне концентрационных зависимостей этих величин.

В работе [20] было предположено, что сужение линии ЯМР ^{27}Al является результатом отклонения характера размещения ионов Y^{3+} и Lu^{3+} по c -узлам решетки гранатов от нормального закона и проявлением тенденции к возникновению сверхрешетки. Частичный порядок замещения, в свою очередь, приводит к увеличению времени жизни фононов при низких температурах и к уменьшению поглощения акустических волн при более высоких температурах, когда существенную роль начинает играть фонон–фононное рассеяние. Исследования теплоемкости, проведенные в данной работе, показывают, что частичное формирование сверхрешетки проявляется также и в снижении теплоемкости при низкой температуре. Возможно, что понижение теплоемкости обусловлено уменьшением числа акустических фононов из-за увеличения размеров примитивной ячейки.

Измерения теплоемкости при низких температурах позволяют провести оценки температуры Дебая θ согласно выражению (1), где r_D — число фононных мод, равное 60 для решетки граната, и R — газовая постоянная:

Таблица. Значения температур Дебая для твердых растворов $Y_{3-x}Lu_xAl_5O_{12}$ и относительный вклад α эйнштейновских мод, соответствующих локальным колебаниям ионов Y^{3+} и Lu^{3+} .

x	0	0.6	0.75	1	2.5	3
θ , K	750	700	850	750	650	590
α	1/0	0.70/0.30	0.67/0.33	0.46/0.54	0.10/0.90	0/1

$$C(T) = 3r_D R \left(\frac{T}{\theta} \right)^3 \int_0^{\frac{\theta}{T}} \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} dx. \quad (1)$$

Примеры теоретических и экспериментальных температурных зависимостей теплоемкости показаны на рис. 3 для чистого YAG и твердого раствора с $x = 2.5$.

Полученные значения температур Дебая сведены в таблице.

Температура Дебая для YAG близка к величине 760 K, найденной в работе [25] по измерениям теплоемкости в температурном интервале от 80 до 300 K. Тогда как температура Дебая, полученная в настоящей работе для лютециевого граната, значительно ниже, чем найденная в работе [25] (750 K). В таблице обращает на себя внимание высокая температура Дебая для твердого раствора с $x = 0.75$, которая, возможно, также связана с частичным порядком замещения ионами Y^{3+} и Lu^{3+} узлов кристаллической решетки, как и остальные свойства (см. рис. 2).

На рис. 4 представлены температурные зависимости теплоемкости $Y_{3-x}Lu_xAl_5O_{12}$, деленной на T^3 , в диапазоне от 10 до 100 K, в котором наблюдаются максимумы, обусловленные отличиями спектра колебательных состояний кристаллов гранатов от дебаевской модели. Максимумы кривых C/T^3 смещаются с ростом концентрации лютеция в сторону меньших температур и несколько уширяются для твердых растворов по сравнению с крайними составами.

Природа и положение максимумов на рис. 4 допускают интерпретацию при сопоставлении с данными НРН в подобных образцах твердых растворов [15]. Согласно [15], особенности колебательных состояний с энергиями 12.3 и 18 мэВ в спектрах НРН отвечают оптическим колебаниям, связанным с движением ионов Lu^{3+} в лютециевом гранате и Y^{3+} в YAG. Часть фононного спектра с энергиями выше 50 мэВ, которая определяется колебаниями тетраэдра AlO_4 , оставалась неизменной. Близкие по энергиям колебания, локализованные в области 130 и 180 K для монокристаллов $Y_{2.7}Lu_{0.3}Al_5O_{12}$ и $Y_{0.5}Lu_{2.5}Al_5O_{12}$ соответственно, были получены из данных по поглощению акустических волн СВЧ-диапазона [19]. Из этого следует, что характер зависимостей C/T^3 для твердых растворов

$Y_{3-x}Lu_xAl_5O_{12}$ может быть обусловлен суперпозицией оптических колебательных состояний ионов Y^{3+} и Lu^{3+} . Вклад оптических мод в теплоемкость может быть описан на основе модели Эйнштейна [22]:

$$C_E(T) = r_E R \left(\frac{\theta_E}{T} \right)^2 \frac{e^{\frac{\theta_E}{T}}}{\left(e^{\frac{\theta_E}{T}} - 1 \right)^2}, \quad (2)$$

где θ_E — температура Эйнштейна и r_E — число колебательных мод, учитываемых в модели. Результаты аппроксимации кривых C/T^3 эйнштейновской моделью с температурами θ_E , равными 137 K для лютециевого граната и 200 K для YAG, представлены на рис. 4. Для твердых растворов кривые на рис. 4 аппроксимировались суперпозицией вкладов мод Эйнштейна для ионов Y^{3+} и Lu^{3+} . Отношение α коэффициентов r_E для мод с температурами Эйнштейна 137 и 200 K приведено в таблице. Отметим, что найденные в настоящей работе температуры

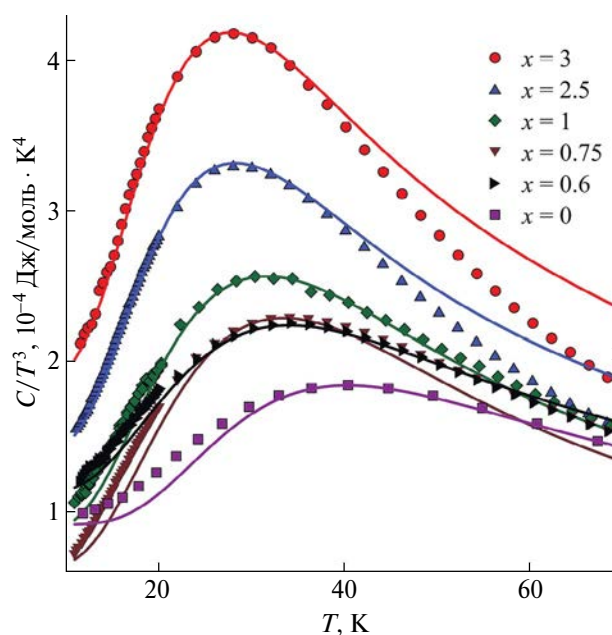


Рис. 4. Зависимости C/T^3 для $Y_{3-x}Lu_xAl_5O_{12}$ (символы) и их аппроксимация (линии) на основе модели Эйнштейна.

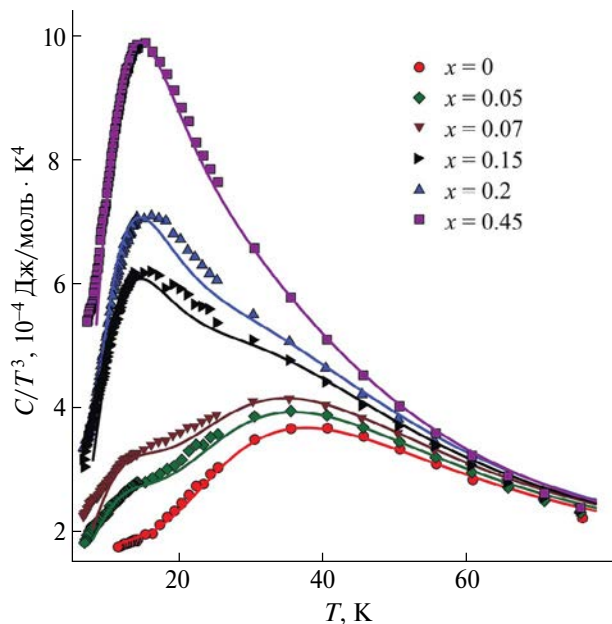


Рис. 5. Зависимости C/T^3 для $Y_{1-x}Er_xAlO_3$ (символы) и их аппроксимация (линии) на основе модели Эйнштейна.

Эйнштейна близки к величинам, полученным в работах [15, 19].

Модель, основанную на суперпозиции оптических мод, можно также применить для интерпретации зависимостей C/T^3 в кристаллах твердых растворов алюминатов $Y_{1-x}Er_xAlO_3$ ($x = 0.05, 0.07, 0.15, 0.2, 0.45$). Результаты исследования теплоемкости в этих кристаллах частично представлены в [27]. Экспериментальные данные для C/T^3 и их аппроксимация суперпозицией вкладов эйнштейновских мод для ионов Y^{3+} и Er^{3+} показаны на рис. 5.

Температуры Эйнштейна для оптических колебаний принимались равными 190 и 70 К для Y^{3+} и Er^{3+} соответственно. Рис. 5 демонстрирует хорошее согласие между теоретическими и экспериментальными зависимостями. Отметим, что предельная частота колебаний иттрия в решетке иттриевого алюмината $YAlO_3$ (190 К) близка к частоте оптических колебаний в YAG.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведены результаты измерений температурных зависимостей теплоемкости $C(T)$ для монокристаллов твердых растворов $Y_{3-x}Lu_xAl_5O_{12}$ ($x = 0, 0.6, 0.75, 1.0, 2.5$ и 3) в диапазоне от 10 до 220 К. Показано, что зависимости отражают трансформацию фононного спектра при переходе от иттриевого $Y_3Al_5O_{12}$ к лутециевому $Lu_3Al_5O_{12}$ алюмогранату. Характер зависимости C/T^3 для твердых растворов $Y_{3-x}Lu_xAl_5O_{12}$ обусловлен суперпозицией

оптических колебательных состояний ионов Y^{3+} и Lu^{3+} . Значение теплоемкости возрастает по мере роста концентрации лутеция. При температурах выше 15 К минимальная теплоемкость наблюдается для $Y_3Al_5O_{12}$. При более низких температурах для твердого раствора с концентрацией Lu $x = 0.75$ происходит достаточно резкое понижение теплоемкости, при этом данной концентрации соответствует наиболее высокая температура Дебая. Данная “аномалия” коррелирует с результатами исследований рассеяния тепловых фононов, поглощения акустических волн и спектров ЯМР ^{27}Al в $Y_{3-x}Lu_xAl_5O_{12}$. Согласно данным ЯМР, аномалия, как и остальные свойства, связана с частичным порядком замещения ионами Y^{3+} и Lu^{3+} узлов кристаллической решетки. Исследования теплоемкости, проведенные в данной работе, показывают, что понижение теплоемкости при низкой температуре также может являться следствием частичного упорядочения замещения.

Исследования выполнялись в рамках Государственного задания.

Работа выполнена при поддержке СПбГУ, шифр проекта АААА А19-119091190094-6

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Каминский А.А. Лазерные кристаллы. М.: Наука, 1975.
2. Каминский А.А., Таранов А.В., Хазанов Е.Н., Акчурин М.Ш. Особенности структуры диэлектрических лазерных оксидных керамик // Квантовая электроника. 2012. Т. 42. С. 880–886.
3. Kuz'mints M.D., Tishin A.M. Magnetic refrigerants for the 4.2–20 K region: garnets or perovskites? // J. Phys. D: Appl. Phys. 1991. V. 24. P. 2039–2044.
4. Ivanov S.N. The Use of Yttrium-Rare Earth Aluminium Garnet Solid Solutions for Bulk-Acoustic-Wave (BAW) Devices // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control. 1992. V. 39. P. 653–656.
5. Hickernell F.S. -3- Surface acoustic wave technology macrosuccess through microseisms, Physical Acoustics. Academic Press, 1999. V. 24. P. 135–207.
6. Гуляев Ю.В., Хикернелл Ф.С. Акустоэлектроника: История, современное состояние и новые идеи для новой эры // Акуст. журн. 2005. Т. 51. № 1. С. 101–110.
7. Никитов С.А., Таранов А.В., Хазанов Е.Н. Фононная спектроскопия твердых диэлектриков // Акуст. журн. 2023. Т. 69. № 1. С. 41–55.
8. Займан Дж. Модели беспорядка. М.: Мир, 1982. 592 с.
9. Козырев С.В., Маслов А.Ю. Влияние флуктуаций состава твердых растворов на подвижность двумерного электронного газа в полупроводниковых гетероструктурах // ФТП. 1988. Т. 22. № 3. С. 433–438.

10. Ефименко П.Ю., Чарная Е.В. Фононная релаксация, теплопроводность и затухание ультразвука в частично упорядоченных смешанных кристаллах // ФТТ. 1990. Т. 32. № 8. С. 2436–2440.
11. Hurrell I.P., Porto S.P.S., Chang I.F., Mitrar S.S., Banman R.P. Optical phonons of yttrium aluminum garnet // Phys. Rev. 1968. V. 173. P. 851–855.
12. Mace G., Schaack G., Toanin N.G., Koningstein I.A. Optical phonons of terbium-, dysprosium-, and ytterbium-garnet // Z. Phys. 1970. V. 230. P. 391–402.
13. Василькевич А.А., Горбачев Б.И., Зотеев О.Е., Иванецкий П.Г., Кротенко В.Т., Минков Б.И., Пасечник М.В., Сазонова С.А., Скоробогатов Б.С., Слисенко В.И. // ФТТ. 1976. Т. 18. С. 3195.
14. Морозов С.И., Данилкин С.А., Закуркин В.В. Препринт ФЭИ-1130. Обнинск: Физико-энергетический институт, 1980.
15. Морозов С.И., Данилкин С.А., Закуркин В.В., Иванов С.Н., Медведь В.В., Ахметов С.Ф., Давыденко А.Г. Спектры неупругого рассеяния медленных нейтронов и распространение акустических волн в твердом растворе $Y_{3-x}Lu_xAl_5O_{12}$ // ФТТ. 1983. Т. 25. № 4. С. 1135–1142.
16. Slack G.A., Oliver D.W. Thermal conductivity of garnets and phonon scattering by rare-earth ions // Phys. Rev. B. 1971. V. 4. P. 592–608.
17. Казан Ю.М., Иосилевский Я.А. Эффект Моссбауэра для примесного ядра в кристалле I // Журн. эксп. теор. физ. 1962. Т. 42. № 1. С. 259–272.
18. Brout R., Wisscher W.W. Suggested Experiment on Approximate Localized Modes in Crystals // Phys. Rev. Lett. 1962. V. 9. P. 54.
19. Иванов С.Н., Медведь В.В., Котелянский И.М., Хазанов Е.Н. Резонансное фонон-примесное рассеяние в твердых растворах $(Y_{1-x}Lu_x)_3Al_5O_{12}$ // ФТТ. 1986. Т. 28. № 10. С. 2941–2945.
20. Efitsenko P.Y., Hazanov E.N., Ivanov S.N., Medved V.V., Tcharnaya E.V. Phonon-impurity scattering in solid solution of Yttrium-Lutetium Aluminium Garnets // Phys. Lett. A. 1990. V. 147. № 2–3. P. 135–138.
21. Mekki H., Guerbous L., Bousbia-salah H., Boukerika A., Lebbou K. Scintillation properties of $(Lu_{1-x}Y_x)_3Al_5O_{12}:Ce^{3+}$ nanoscintillator solid solution garnet materials // JINST. 2023. V. 18. P. 02007.
22. Tari A. The specific heat of matter at low temperatures. London: Imperial College Press, 2003. 339 p.
23. Konings R.J.M., van der Laan R.R., van Genderen A.C.G., van Miltenburg J.C. The heat capacity of $Y_3Al_5O_{12}$ from 0 to 900 K // Thermochim. Acta. 1998. V. 313. P. 201–206.
24. Sato Y., Taira T. Study on the specific heat of $Y_3Al_5O_{12}$ between 129 K and 573 K // Opt. Mater. Express. 2021. V. 11. № 2. P. 551–558.
25. Aggarwal R.L., Ripin D.J., Ochoa J.R., Fan T.Y. Measurement of thermo-optic properties of $Y_3Al_5O_{12}$, $Lu_3Al_5O_{12}$, $YAlO_3$, $LiYF_4$, $LiLuF_4$, BaY_2F_8 , $KGd(WO_4)_2$, and $KY(WO_4)_2$ laser crystals in the 80–300 K temperature range // J. Appl. Phys. 2005. V. 98. P. 103514.
26. Sagi S., Hayun S. High-temperature heat capacity of SPS-processed $Y_3Al_5O_{12}$ (YAG) and Nd:YAG // J. Chem. Thermodyn. 2016. V. 93. P. 123–126.
27. Лезова И.Е., Карбань О.В., Таранов А.В., Хазанов Е.Н., Чарная Е.В. Кинетические характеристики фононов и структурные неоднородности твердых растворов моноалюминатов $Y_{1-x}Er_xAlO_3$ // Журн. эксп. теор. физ. 2020. Т. 157. № 1. С. 90–96.

Heat Capacity and Features of the Phonon Spectrum of Single Crystals of Solid Solutions of Yttrium-Lutetium Alumogranates

S. A. Nikitov¹, A. V. Taranov¹, *, E. N. Khazanov¹, E. V. Charnaya²,
M. V. Likholetova², E. V. Shevchenko²

¹Institute of Radio Engineering and Electronics named after V.A. Kotelnikov RAS,
st. Mokhovaya 11, build. 7, Moscow, 125009 Russia

²St. Petersburg State University, Faculty of Physics. st. Ulyanovskaya 1, Petrodvorets, St. Petersburg, 198504 Russia

*e-mail: taranov@cplire.ru

The temperature dependences of the heat capacity were measured and the general patterns of the formation of the phonon spectrum of single crystals of solid solutions of yttrium-lutetium aluminum garnets $Y_{3-x}Lu_xAl_5O_{12}$ at $0 < x < 3$ were studied in the temperature range from 1.9 to 220 K. Based on the data obtained below 10 K, the Debye temperatures were calculated. Features of the phonon spectrum in the intermediate temperature region are interpreted as a superposition of optical modes for yttrium and lutetium garnets. It is shown that low values of the heat capacity due to the contribution of acoustic phonons for $Y_{2.25}Lu_{0.75}Al_5O_{12}$ correlate with anomalies in the concentration dependences of phonon transport, absorption of acoustic waves, and the NMR line shape of aluminum.

Keywords: yttrium-lutetium aluminum garnets; heat capacity; phonon optical modes; replacement order

ИССЛЕДОВАНИЕ ЧАСТОТНОГО ДИАПАЗОНА РАБОТЫ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ АКУСТООПТИЧЕСКОГО ФИЛЬТРА ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ И ОПТИЧЕСКИМ МЕТОДАМИ

© 2024 г. Н. В. Поликарпова^{a, b, *}, В. Э. Пожар^b

^aМосковский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, Ленинские горы 1, Москва, 119991 Россия

^bНаучно-технологический центр уникального приборостроения Российской академии наук, ул. Бутлерова 15, Москва, 117342 Россия

*e-mail: polikarpnv@yandex.ru

Поступила в редакцию 28.04.2023 г.

После доработки 17.10.2023 г.

Принята к публикации 19.12.2023 г.

Теоретически и экспериментально исследованы акустооптические характеристики кристалла парателлурита с углом среза $\alpha = 10.2^\circ$. Кристалл использован в акустооптическом фильтре для обработки оптических изображений в видимом и инфракрасном свете. Экспериментально определен электрический диапазон перестройки фильтра на основе частотной зависимости мощности, поглощаемой пьезоэлектрическим преобразователем фильтра. Сделаны оценки диапазона настройки фильтра по оптическим длинам волн. На длинах волн света $\lambda = 1.15$ и $\lambda = 0.63$ мкм рассчитаны зависимости брэгговского угла падения от частоты ультразвука. При измерении эффективности дифракции в режиме работы дефлектора обнаружено, что диапазон перестройки фильтра по оптическим длинам волн оказывается отличным от предсказанного в результате измерения электрических характеристик преобразователя и становится уже.

Ключевые слова: акустооптика, парателлурит, акустооптический фильтр, пьезопреобразователь, частотный диапазон

DOI: 10.31857/S0320791924020061, **EDN:** YNJURU

ВВЕДЕНИЕ

Явление дифракции света на дифракционной решетке, созданной в кристаллах распространяющейся в них акустической волной, широко используется в различных областях науки и техники. С помощью акустооптического (АО) взаимодействия можно, изменяя характеристики акустической волны, эффективно управлять световым пучком, осуществляя модуляцию его амплитуды, фазы и частоты, а также меняя направление распространения пучка [1–52]. В качестве областей применения АО приборов можно отметить оптику, спектроскопию, оптоэлектронику, обработку оптических изображений, лазерную физику и др.

В современной акустооптике широко применяются кристаллы, отличающиеся большой анизотропией своих оптических и акустических свойств. Среди этих кристаллов выделяется парателлурит (TeO_2), на основе которого создаются устройства видимого

и ИК диапазона спектра (до 5 мкм), в частности, такие важные приборы как перестраиваемые АО фильтры [7–10, 24–26, 31–39, 45–48, 52]. Эти фильтры выделяют из оптического пучка, имеющего сплошной или линейчатый спектр оптических частот, оптические лучи, заключенные в узких спектральных интервалах $\delta\lambda$. Длина волны света λ , пропущенная фильтром, определяется частотой акустической волны f , а интенсивность выходного излучения зависит от мощности ультразвука.

АО фильтры обладают рядом преимуществ перед аналогичными устройствами других классов. Их несомненным достоинством является возможность быстрой электронной перестройки длины волны отфильтрованного излучения. К другим преимуществам АО фильтров относятся: широкий диапазон перестройки; работа в реальном масштабе времени; компактность и малый вес; отсутствие механического перемещения отдельных элементов; высокое спектральное разрешение; малые световые

потери; ограниченное энергопотребление; компьютерное управление устройством; возможность обработки оптических изображений с высоким пространственным разрешением.

Одной из основных характеристик АО фильтра является диапазон перестройки длины волны света $\Delta\lambda$. Этот диапазон зависит от физических характеристик кристалла и определяется интервалом перестройки акустической частоты. В современных устройствах величина $\Delta\lambda$, как правило, не превышает октавы. Ее ограничение обусловлено резонансными свойствами пьезоэлектрического преобразователя АО ячейки, системой согласования преобразователя с ВЧ генератором, а также селективным характером АО взаимодействия [1–52]. Для расширения диапазона перестройки могут применяться различные методы. Например, на АО кристалле размещаются два или несколько пьезоэлектрических преобразователей с резонансными частотами, отличающимися в два и более раз [8]. Еще одним способом расширения частотного диапазона является использование технологии “beam steering”, когда при изменении частоты электрического сигнала меняется ориентация эквивалентного волнового фронта акустического пучка [43].

Тестирование любого АО прибора начинается с измерения его частотных характеристики. Проводится это двумя независимыми методами: электрическим — путем определения коэффициента стоячей волны (КСВ) или параметра S_{11} в электрическом тракте ВЧ генератор—преобразователь, а также оптическим методом — по измерению интенсивности дифрагированного светового пучка в режиме малой эффективности дифракции. В таком режиме эффективность дифракции пропорциональна мощности ультразвука, поэтому можно ожидать полное соответствие результатов этих двух методов измерений. Однако наши исследования показали, что существует заметное расхождение результатов как по форме частотных характеристик, так и по ширине

частотного диапазона [11]. Причины подобной особенности в настоящее время остаются невыясненными. Целью данной работы являлось измерение частотных характеристик обоими методами, их сопоставление и обсуждение возможных причин расхождения экспериментальных результатов.

МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Основным элементом АО прибора является АО ячейка, изготовленная обычно из двулучепреломляющего кристалла определенного среза, в котором с помощью пьезоэлектрического преобразователя возбуждается акустическая волна. В фильтрах, дефлекторах, широкополосных модуляторах, анализаторах спектра радиосигналов и других АО приборах используется, как правило, режим бегущих акустических волн. Поэтому на грани кристалла, противоположной преобразователю, располагается поглотитель ультразвука (рис. 1а). Акустическая волна создает в кристалле объемную фазовую дифракционную решетку, движущуюся со скоростью звука V . Проходящий через АО ячейку световой пучок дифрагирует в акустическом поле, создавая на выходе типичную дифракционную картину. Ее иллюстрирует соответствующая векторная диаграмма, показанная на рис. 1б и отвечающая широкоугольной геометрии АО взаимодействия, используемой для фильтрации изображений, когда касательные к поверхностям волновых векторов параллельны друг другу.

В современной акустооптике используются обычно достаточно высокие акустические частоты в десятки и сотни мегагерц, а дифракция имеет характер, близкий к брэгговскому режиму с двумя дифракционными максимумами нулевого и первого порядков [1–4]. Наиболее эффективное рассеяние света наблюдается при падении светового пучка под углом Брэгга θ_B , который определяется формулой

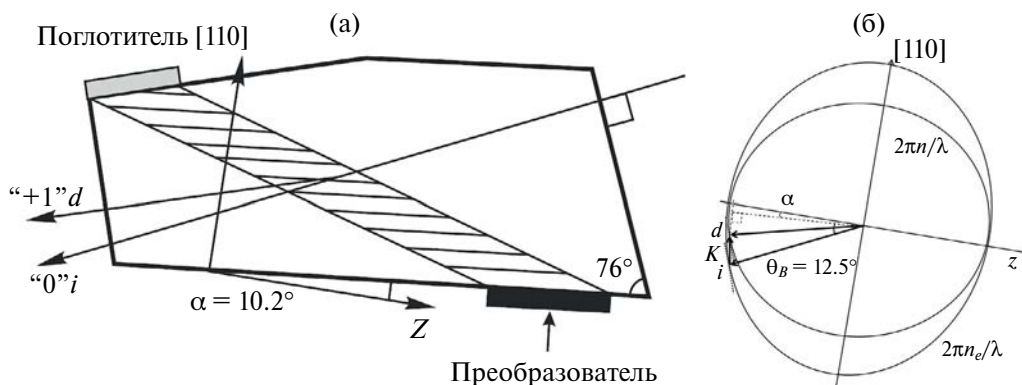


Рис. 1. (а) — Общий вид кристалла и ход лучей в ячейке акустооптического фильтра, (б) — векторная диаграмма широкоугольной геометрии АО взаимодействия, используемой для фильтрации изображений.

$$\sin \theta_B = -\frac{\lambda f}{2n_i V} \left[1 + \frac{V^2}{\lambda^2 f^2} (n_i^2 - n_d^2) \right]. \quad (1)$$

Здесь n_i и n_d — показатели преломления для падающего и дифрагированного оптического излучения.

В акустооптике кристаллов важную роль играет поляризация света. Необходимая поляризация задается входным поляризатором (не показанным на рис. 1а). В случае кристалла парателлурита, использованного в нашей работе, надо учитывать также и оптическую активность кристалла, которая определяет эллиптическую поляризацию собственных мод этого материала.

Если на АО ячейку падает световой поток, содержащий различные спектральные компоненты, то в дифракции будет участвовать и эффективно рассеиваться звуком лишь свет с длиной волны λ , удовлетворяющей условию Брэгга (1) на заданной акустической частоте f . При неизменном угле падения света и изменении частоты звука f происходит выделение из падающего спектра отдельных спектральных компонент с длинами волн λ .

В АО фильтрах на основе кристалла парателлурита используется анизотропная дифракция света со сменой поляризации дифрагированного излучения [6–8]. Дифракция происходит на медленной акустической моде, распространяющейся в плоскости $(1\bar{1}0)$ под углом α к направлению $[110]$ кристалла. В нашей работе использовалась ячейка с углом среза $\alpha = 10.2^\circ$. Сдвиговая акустическая мода имела скорость $V = 0.71 \times 10^5$ см/с и распространялась с углом акустического сноса 54° (рис. 1). Длина преобразователя в плоскости АО взаимодействия равнялась $L = 5$ мм. Акустическая волна на рисунке условно показана горизонтальными штрихами. Угол наклона входной оптической грани кристалла парателлурита составлял 76° . На рисунке показан ход основного и дифрагированного световых лучей на выходе фильтра. Это лучи нулевого и первого порядков дифракции.

Измерения проводились с использованием гелий-неонового лазера на двух длинах волн оптического излучения: $\lambda_1 = 0.633$ мкм и $\lambda_2 = 1.15$ мкм. Падающее излучение имело необыкновенную поляризацию (в плоскости чертежа), а дифрагированное излучение первого порядка — обыкновенную поляризацию. При угле среза $\alpha = 10.2^\circ$ можно пренебречь эффектом оптической активности и воспользоваться следующими приближенными выражениями для показателей преломления:

$$n_i(\theta_i) = \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_o^2 \sin^2(\theta_i - \alpha) + n_e^2 \cos^2(\theta_i - \alpha)}}, \quad (2)$$

$$n_d = n_o,$$

где θ_i — угол падения света, отсчитываемый от фронта акустической волны, n_o и n_e — главные показатели преломления кристалла для обыкновенной и необыкновенной поляризаций оптических волн соответственно. На длинах волн λ_1 и λ_2 показатели преломления соответственно равны: $n_o = 2.26$, $n_e = 2.41$ и $n_o = 2.20$ и $n_e = 2.34$. На рис. 2 квадратными точками показана рассчитанная по формулам (1) и (2) кривая для фильтра без учета дисперсии показателей преломления кристалла. Круглыми точками показана та же кривая, но с учетом дисперсии n_o и n_e .

На рис. 3 представлены частотные зависимости углов Брэгга $\theta_B(f)$, рассчитанные по формулам (1)–(2) для указанных длин волн света. Области с вертикальными и горизонтальными касательными, равными нулю, оптимальны для работы дефлекторов и фильтров. Здесь выполняются условия: $d\theta_B/df = 0$ и $df/d\theta_B = 0$ [1–4, 7–10, 24–26, 31–39, 45–48, 52].

Точками на графиках показаны результаты измерений. Настройка на угол Брэгга производилась по стандартной методике путем регистрации максимума дифрагированного света с помощью фотоэлектронного умножителя ФЭУ-62, диапазон чувствительности которого включал весь видимый свет и ближний инфракрасный диапазон с длинами волн до 1.2 мкм. В установке использовалась измерительная шкала для определения угла падения оптического излучения на входную грань кристалла.

Измерение частотного диапазона перестройки АО ячейки Δf проводилось в дефлекторном режиме работы, поскольку, как следует из рис. 3, в этом случае не происходит существенного изменения угла Брэгга при больших вариациях частоты ультразвука. Поэтому световые лучи на каждой

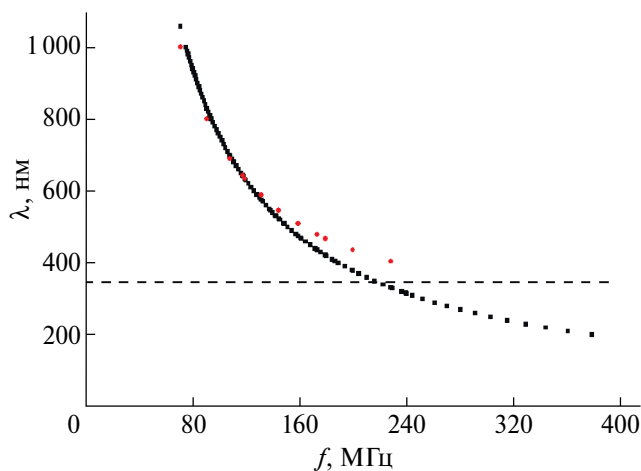


Рис. 2. Кривая настройки фильтра на кристалле парателлурита с углом среза $\alpha = 10.2^\circ$.

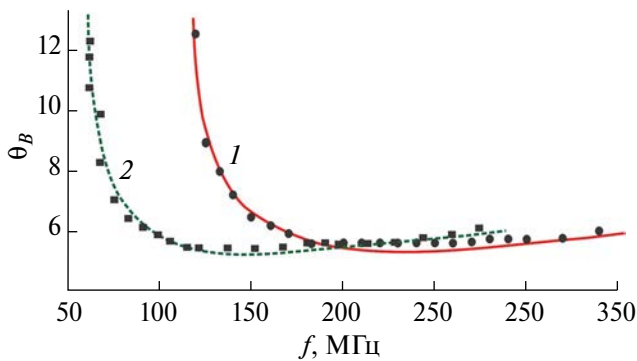


Рис. 3. Экспериментальные и теоретические зависимости угла падения света необыкновенной поляризованной оптической волны с длиной волны $\lambda = 0.633$ мкм (кривая 1) и $\lambda = 1.15$ мкм (кривая 2) от частоты ультразвука.

частоте пересекают акустический звуковой столб практически в одном и том же месте и под одним и тем же углом падения. Таким образом, достигается достоверная информация о мощности акустической волны, так как интенсивность дифрагированного света в линейном режиме работы АО ячейки (при малой эффективности дифракции) прямо пропорциональна управляющей мощности. Измеряя зависимость эффективности дифракции от частоты ультразвука, можно определить мощность акустической волны на каждой из оптических частот диапазона перестройки ячейки. Оценивая этот диапазон по уровню ослабления интенсивности дифрагированного света в 2 раза по сравнению с максимальным, определяем полосу Δf .

Выходной импеданс ВЧ генератора обычно заметно отличается от входного импеданса пьезопреобразователя, который, как правило, включает как активную, так и реактивную компоненту. Поэтому для получения эффективного возбуждения ультразвука в АО ячейке в широкой полосе частот приходится применять согласующие реактивные элементы: конденсаторы и катушки индуктивности. В нашей работе настройка системы осуществлялась с помощью векторного анализатора цепей фирмы Rohde&Schwarz отдельно для каждой длины волны оптического излучения.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ АО ЯЧЕЙКИ

На рис. 4 пунктирной линией представлены результаты экспериментов, выполненных на разных длинах волн света: $\lambda_1 = 0.633$ мкм (рис. 4а) и $\lambda_2 = 1.15$ мкм (рис. 4б). Для удобства сравнения графиков по оси ординат отложены нормированные величины: P/P_m — для электрической мощности,

поглощаемой преобразователем, и I/I_m — для относительной эффективности дифракции.

Максимальная эффективность дифракции не превышала 5%, что обеспечивало условие слабого режима АО взаимодействия и, следовательно, линейную зависимость эффективности дифракции от акустической мощности. В обоих случаях ошибка измерений была порядка 3%.

Измерения, выполненные на разных длинах волн, позволили обнаружить общую закономерность: несовпадение результатов электрических и оптических измерений полосы АО взаимодействия, заметно превышающее ошибку измерений. При этом диапазон перестройки, измеренный оптическим методом, оказался уже по сравнению с тем, который был определен через параметр S_{11} электрическим методом, показанным на рис. 4 сплошной кривой. В частности, из рис. 4а следует, что по уровню 3 дБ диапазон перестройки ультразвука, на графике показанный сплошной линией, заключен в пределах от 75 до 250 МГц, если судить по поглощенной электрической мощности. Отсюда и из рис. 2 следует, что использованная ячейка должна была обеспечить фильтрацию изображений в спектральном диапазоне от 1000 до 400 нм, т.е. в полосе $\Delta\lambda = 600$ нм.

Однако измерение диапазона перестройки оптическим методом показало другой результат: от 120 до 240 МГц, что дает диапазон перестройки фильтра от 650 до 300 нм с шириной $\Delta\lambda = 350$ нм, т.е. в 1.5 раза меньше.

Аналогичный результат был получен при измерениях в ИК диапазоне (рис. 4б). В этом случае, в соответствии с рис. 3, пришлось заменить согласующие элементы преобразователя, чтобы сдвинуть полосу эффективного возбуждения ультразвука в более низкий частотный диапазон. Вследствие этого изменилась форма частотных характеристик. Однако обнаруженное в работе несоответствие частотных характеристик, измеренных оптическим и ВЧ методами, проявилось с той же тенденцией: электрические измерения дали более широкую полосу возбуждения ультразвука по сравнению с оптическим методом. Как следует из графиков, в первом варианте $\Delta f = 120$ МГц, а во втором — $\Delta f = 135$ МГц.

Несовпадение результатов электрических и оптических измерений указывает на то, что электрическая энергия от ВЧ генератора высокой частоты не преобразуется полностью в энергию акустического пучка, особенно на краях частотного диапазона. Причины потерь весьма разнообразны: влияние паразитных параметров электрической цепи (емкостей и индуктивностей), затухания звука, возбуждение паразитных акустических мод и др. Особо следует отметить влияние на АО дифракцию неоднородности акустического

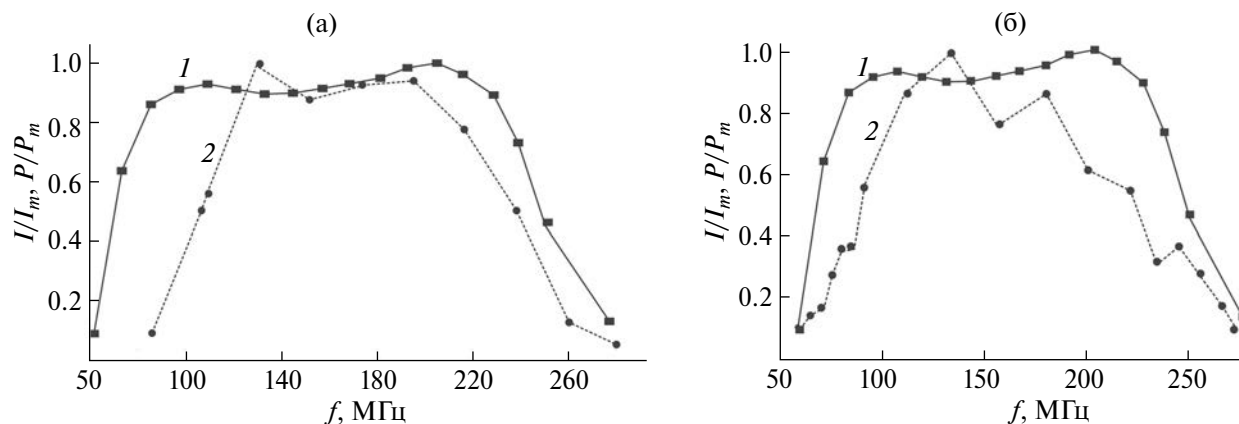


Рис. 4. Частотная зависимость поглощенной ВЧ мощности в тракте генератор—пьезопреобразователь (кривая 1), зависимость эффективности дифракции от частоты ультразвука (кривая 2) для длины волны (а) — $\lambda = 1.15$ мкм и (б) — $\lambda = 0.633$ мкм.

поля. Световой пучок при АО взаимодействии пропускается через ближнюю зону дифракции акустического пучка, где присутствует большая как амплитудная, так и фазовая неоднородность акустического поля [34]. При этом амплитудная неоднородность лишь уменьшает эффективность дифракции, тогда как фазовая неоднородность дополнительно искажает форму акустического волнового фронта. Все эти обстоятельства следует учитывать при изготовлении АО приборов. Для получения максимально достоверных результатов по частотным характеристикам АО ячеек следует ориентироваться на результаты оптического тестирования, тогда как электрические измерения рассматривать лишь как предварительные.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе измерена частотная зависимость электрической мощности, поглощаемой нагрузкой в тракте генератор—преобразователь. Показано, что частотный диапазон работы преобразователя равен 75–250 МГц. При акустооптических измерениях эффективности дифракции в зависимости от частоты ультразвука, проводимых в режиме дефлектора, показано, что акустическая мощность в ячейке эффективно возбуждается в диапазоне частот 90–225 МГц. Это означает, что реальный диапазон настройки фильтра по оптическим длинам волн оказывается в 1.5 раза меньше в сравнении с результатами электрических измерений. Наиболее вероятными причинами обнаруженного несоответствия результатов электрических и оптических измерений являются нагрев кристалла, возбуждение нежелательных акустических мод, потери на излучение электромагнитной энергии в пространство и потери энергии в цепи электрического согласования.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (гранта № 19-19-00606).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Балакиев В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985.
2. Xu J., Stroud R. Acousto-optic devices: Principles, design and applications. New York: John Wiley, 1992.
3. Goutzoulis A., Pape D. Design and fabrication of acousto-optic devices. New York: Marcel Dekker, 1994.
4. Ярув А., Юх П. Оптические волны в кристаллах. М.: Мир 1987.
5. Gupta N. Acousto-Optics, in Optical Engineer's Desk Reference, ed. W. Wolfe, (Optical Society of America, Washington D.C., 2003).
6. Chang C. Tunable acousto-optic filters: an overview / Eds Houston J.B. in Acousto-Optics: Device Development/Instrumentation/Applications. Proc. SPIE. 1976. V. 90. P. 12–22.
7. Voloshinov V.B. Close to collinear acousto-optical interaction in paratellurite // Opt. Eng. 1992. V. 31. № 10. P. 2089–2094.
8. Пожар В.Э., Пустовойт В.И. Возможности создания новых систем видения на основе акустооптических видеоспектрометров // Радиотех. и электрон. 1996. Т. 41. № 10. С. 1272–1278.
9. Sapriel J., Charissoux D., Voloshinov V., Molchanov V. Tunable acousto-optic filters and equalizers for WDM applications // J. Lightwave Techn. 2002. V. 20. № 5. P. 892–899.
10. Gupta N., Voloshinov V. Development and characterization of two-transducer imaging acousto-optic tunable filters with extended tuning range // Appl. Opt. 2007. V. 46. № 7. P. 1081–1088.

11. Polikarpova N.V., Pozhar V.E. Frequency Range of Operation of the Piezoelectric Transducer of the Acousto-Optic Filter // 2022 Int. Conf. on Information, Control, and Communication Technologies (ICCT), Astrakhan, Russian Federation. 2022. P. 1–4.
12. Антонов С.Н., Резвов Ю.Г. Акустооптическая дифракция в ультразвуковом поле профилированного по ширине преобразователя // Акуст. журн. 2022. Т. 68. С. 270–277.
13. Котов В.М. Акустооптический расщепитель-вращатель плоскости поляризации двухцветного излучения // Акуст. журн. 2022. Т. 68. С. 14–21.
14. Антонов С.Н., Резвов Ю.Г. Акустооптический поляризационно-нечувствительный двухкоординатный дефлектор // Акуст. журн. 2021. Т. 67. С. 138–144.
15. Антонов С.Н. Широкоугольный поляризационно-независимый акустооптический модулятор лазерного излучения на основе парателлурита // Акуст. журн. 2020. Т. 66. С. 8–15.
16. Котов В.М. Широкополосная акустооптическая модуляция оптического излучения // Акуст. журн. 2019. Т. 65. С. 471–476.
17. Проклов В.В., Резвов Ю.Г., Подольский В.А. Теория акустооптической фильтрации излучения в многочастотном акустическом поле в ближней зоне плоского пьезоэлектрического преобразователя // Акуст. журн. 2018. Т. 64. С. 669–675.
18. Магдич Л.Н., Балакий В.И., Манцевич С.Н. Электронная перестройка частоты акустооптического синхронизатора мод лазера // Акуст. журн. 2017. Т. 63. С. 606–613.
19. Котов В.М. Акустооптическая брэгговская дифракция в парателлурите на боковых лепестках пространственного спектра излучения акустического преобразователя // Акуст. журн. 2016. Т. 62. С. 525–530.
20. Котов В.М. Брэгговская дифракция трехцветного излучения в кристалле парателлурита // Акуст. журн. 2015. Т. 61. С. 701–704.
21. Поликарпова Н.В., Мальнева П.В., Волошинов В.Б. Анизотропия упругих волн в кристалле теллура // Акуст. журн. 2013. Т. 59. С. 332–338.
22. Дьяконов Е.А., Волошинов В.Б., Поликарпова Н.В. Акустооптическое исследование необычных случаев отражения объемных упругих волн в кристалле парателлурита // Акуст. журн. 2012. Т. 58. С. 121–131.
23. Волошинов В.Б., Поликарпова Н.В., Можжаев В.Г. Ближкое к обратному отражение объемных акустических волн при скользящем падении в кристалле парателлурита // Акуст. журн. 2006. Т. 52. С. 297–305.
24. Suhre D.R., Gottlieb M., Taylor R., Melamed N.T. Spatial resolution of imaging non-collinear acousto-optic filters // Opt. Eng. 1993. V. 43. P. 2118–2121.
25. Dekemper E., Fussen D., Opstal B. Van, Vanhamel J., Pieroux D., Vanhellemont F., Matashvili N., Franssens G., Voloshinov V., Janssen C., Elandalousi H. ALTIUS: a spaceborne AOTF-based UV-VIS-NIR hyperspectral imager for atmospheric remote sensing // Proc. SPIE. 2014. V. 9241. P. 92410L.
26. Dekemper E., Loodts N., Opstal B. Van, Maes J., Vanhellemont F., Matashvili N., Franssens G., Pieroux D., Bingen C., Robert C., Devos L., Aballea L., Fussen D. Tunable acousto-optic spectral imager for atmospheric composition measurements in the visible spectral domain // Appl. Opt. 2012. V. 51. P. 6259–6267.
27. Glenar D.A., Hillman J.J., Saif B., Bergstrahl J. Acousto-optic imaging spectropolarimetry for remote sensing // Appl. Opt. 1994. V. 33. P. 7412–7424.
28. Cheng L.J., Mahone J.C., Reyes G.F., Suiter H.R. Target detection using an AOTF hyperspectral imager / Eds Casasent D.P. and Chao D. in Optical Pattern Recognition V. Proc. SPIE. 1994. V. 2237. P. 251–258.
29. Voloshinov V.B., Molchanov V.Ya., Mosquera J.C. Spectral and polarization analysis of optical images by means of acousto-optics // Optics and Laser Tech. 1996. V. 28. P. 119–127.
30. Tang G.C., Chen J.T., Katz A., Celmer E.J., Krumm R.W., Alfano R.R. Ultraviolet visible acousto-optic tunable spectroscopic imager for medical diagnostics // J. Biomed. Opt. 1998. V. 3. P. 80–84.
31. Voloshinov V.B. Imaging experiments based on application of non-collinear tunable acousto-optic filters / Eds Mericsko R.J. in 27-th AIPR Workshop: Advances in Computer-Assisted Recognition. Proc. SPIE. 1998. V. 3584. P. 116–127.
32. Voloshinov V.B., Gupta N. Investigation of magnesium fluoride crystals for imaging acousto-optic tunable filter applications // Appl. Opt. 2006. V. 45. P. 3127–3135.
33. Gupta N. Acousto-optic tunable filters for Infrared Imaging in Acousto-optics and Photoacoustics / Eds Reibold R. Proc SPIE. 2005. V. 5953. Art. 59530O 1–10.
34. Mosquera J.C., Voloshinov V.B. Wide-Aperture Acousto-Optic Interaction in Birefringent Crystals // Optics and Spectroscopy. 2006. V. 101. № 4. P. 675–682.
35. Georgiev G.D., Glenar D.A., Hillman J.J. Spectral characterization of tunable acousto-optic filters used in imaging spectroscopy // Appl. Opt. 2002. V. 41. P. 209–217.
36. Gupta N., Voloshinov V. Hyperspectral imager, from ultraviolet to visible, with a KDP acousto-optic tunable filter // Appl. Opt. 2004. V. 43. P. 2752–2759.
37. Voloshinov V., Gupta N. Ultraviolet-visible imaging acousto-optic tunable filters in KDP // Appl. Opt. 2004. V. 43. P. 3901–3909.
38. Belikov B., Bouimistryuk G.Ya., Voloshinov V.B., Magdich L.N., Mitkin M.I., Parygin V.N. Acousto-optic filtration of images // Tech. Phys. Lett. 1984. V. 10. P. 1225–1229.

39. *Voloshinov V.B., Yushkov K.B., Linde B.* Improvement in performance of TeO₂ acousto-optic imaging spectrometer // *J. of Optics A: Pure and Appl. Opt.* 2007. V. 9. № 4. P. 341–347.
40. *Korpe A., Adler R., Desmares P., Watson W.* A television display using acoustic deflection and modulation of coherent light // *Proc. IEEE.* 1966. V. 54. № 10. P. 1429–1437.
41. *Coquin G.A., Griffin J.P., Anderson L.K.* Wide-band acousto-optic deflectors using acoustic beam steering // *IEEE Trans. Son. Ultrason.* 1970. V. SU–17. № 1. P. 34–40.
42. *Balakshy V., Kupreychik M., Mantsevich S., Molchanov V.* Acousto-optic cells with phased-array transducers and their application in systems of optical information processing // *Materials.* 2021. V. 14. № 2. Art. 451. P. 1–12.
43. *Манцевич С.Н., Балакиш В.И.* Акустооптическое взаимодействие в неоднородном акустическом поле // *Оптика и спектроскопия.* 2015. Т. 118. № 4. С. 646–652.
44. *Voloshinov V.B.* Anisotropic light diffraction on ultrasound in tellurium dioxide single crystal // *Ultrasound.* 1993. V. 31. P. 333–338.
45. *Gupta N., Voloshinov V.B.* Hyperspectral imaging performance of a TeO₂ imaging acousto-optic tunable filter in the ultraviolet region // *Optics Lett.* 2005. V. 30. P. 985–987.
46. *Gupta N.* Fiber-couple AOTF Spectrometers / Eds Gannot I. in *Optical Fibers and Sensors for Medical Diagnostics and Treatment Applications VI.* Proc. SPIE. 2006. V. 6083. Art. 60830U 1–12.
47. *Gupta N., Dahmani R., and Choy S.* Acousto-optic tunable filter based visible-to near-infrared spectropolarimetric imager // *Opt. Eng.* 2002. V. 41. P. 1033–1038.
48. *Gupta N., Suhre D.R., and Gottlieb M.* LWIR spectral imager with an 8-cm⁻¹ passband acousto-optic tunable filter // *Opt. Eng.* 2005. V. 44. Art. 094601 1–7.
49. *Belikov B., Voloshinov V.B., Kasyanov A.B., Parygin V.N.* Broadband matching of an Acousto-optical-cell transducer using Youla's complex normalization theory // *Radioelectron. Commun. Sys.* 1988. V. 31. P. 28–33.
50. *Chen W.K., Satyanarayana C.* General theory of broadband matching // *IEEE Proc.* 1982. V. 29. P. 96–102.
51. *Zha Q.Z., Chen W.K.* Broad-band impedance matching of the RLC generator and load // *J. Franklin Inst.* 1991. V. 328. P. 317–337.
52. *Vanhamel J., Dekemper E., Voloshinov V., Neefs E., Didier F.* Electrical bandwidth testing of an AOTF transducer as a function of the optical diffraction efficiency // *J. Opt. Soc. Am.* 2019. V. 36. № 8. P. 1361–1366.

Study of the Frequency Range of Operation of a Piezoelectric Converter Acoustooptical Filter Using Electrical and Optical Methods

N. V. Polikarpova^{1, 2, *}, V. E. Pozhar²

¹*Moscow State University named after M.V. Lomonosov, Faculty of Physics,
Leninskie Gory 1, Moscow, 119991 Russia*

²*Scientific and technological center for unique instrument making of the Russian Academy of Sciences,
st. Butlerova, 15, Moscow, 117342 Russia*

*e-mail: polikarpnv@yandex.ru

The acousto-optical characteristics of a paratellurite crystal with a cut angle $\alpha = 10.2^\circ$ have been studied theoretically and experimentally. The crystal is used in an acousto-optical filter for processing optical images in visible and infrared light. The electrical tuning range of the filter was experimentally determined based on the frequency dependence of the power absorbed by the piezoelectric filter transducer. Estimates of the filter tuning range based on optical wavelengths have been made. At light wavelengths $\lambda = 1.15$ and $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$, the dependences of the Bragg angle of incidence on the ultrasound frequency were calculated. When measuring the diffraction efficiency in the deflector operating mode, it was found that the tuning range of the filter over optical wavelengths turns out to be different from that predicted by measuring the electrical characteristics of the converter and becomes narrower.

Keywords: acousto-optics, paratellurite, acousto-optical filter, piezoelectric transducer, frequency range

КОМПЕНСАЦИЯ АБЕРРАЦИЙ ПРИ ФОКУСИРОВКЕ УЛЬТРАЗВУКА ЧЕРЕЗ ЧЕРЕП НА ОСНОВЕ ДАННЫХ КТ И МРТ

© 2024 г. Д. Д. Чупова^{а, *}, П. Б. Росницкий^а, О. В. Солонцов^а, Л. Р. Гаврилов^а,
В. Е. Синицын^б, Е. А. Мершина^б, О. А. Сапожников^а, В. А. Хохлова^а

^аМосковский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991 Россия

^бМедицинский научно-образовательный центр МГУ им. М.В. Ломоносова,
Ломоносовский просп. 27, Москва, 119192 Россия

*e-mail: daria.chupova@yandex.ru

Поступила в редакцию 20.11.2023 г.

После доработки 02.02.2024 г.

Принята к публикации 28.02.2024 г.

Проведено сравнение возможностей использования трехмерных акустических моделей головы человека, построенных на основе данных магнитно-резонансной томографии (МРТ) и компьютерной томографии (КТ) для расчета фокусировки ультразвукового пучка при прохождении через кости черепа и компенсации aberrаций, вызванных их присутствием. Рассматривался набор КТ и МРТ данных одного пациента. По данным МРТ были восстановлены однородные по внутренней структуре сегменты головы человека (кожа, череп и мозг). Наиболее реалистичная модель КТ учитывала внутренние неоднородности костей черепа и мягких тканей. Расчеты поля и компенсация aberrаций проводились на основе интеграла Рэлея и псевдоспектрального метода решения волнового уравнения в неоднородной среде, реализованного с помощью программного пакета k-Wave. В качестве излучателя рассматривалась фазированная решетка с частотой 1 МГц и абсолютно плотным заполнением поверхности 256 элементами, радиусом кривизны и апертурой 200 мм. Показано, что при компенсации aberrаций на основе неоднородной модели КТ и однородной модели МРТ, амплитуда давления в фокусе и эффективность фокусировки отличались не более чем на 10%. Таким образом, однородная модель МРТ может быть использована для предоперационной оценки возможности проведения транскраниальной ультразвуковой терапии. При проведении операции учет внутренней структуры костей черепа по данным КТ предпочтителен.

Ключевые слова: медицинская акустика, фокусированный ультразвук высокой интенсивности, многоэлементные решетки, интеграл Рэлея, компьютерная томография, магнитно-резонансная томография

DOI: 10.31857/S0320791924020072, **EDN:** YNJLZE

ВВЕДЕНИЕ

В современной медицине наиболее предпочтительными становятся малоинвазивные и неинвазивные методы хирургии. Одним из таких методов является ультразвуковая нейрохирургия. Метод заключается в фокусировке мощного ультразвука в заданные участки мозга через невскрытый череп, что приводит к локальному нагреву и разрушению тканей [1–3]. Осуществление фокусировки ультразвука в мозг через кости черепа стало возможным благодаря развитию методов визуализации, таких как

компьютерная и магнитно-резонансная томография (КТ и МРТ), совершенствованию вычислительных методов и появлению многоэлементных фазированных ультразвуковых решеток [4, 5].

Из-за неоднородности внутренней структуры, толщины и геометрии поверхностей черепа, а также сильного отличия его акустических свойств от прилегающих сред (кожи и мозга) происходит искажение фокусировки ультразвукового пучка, поэтому на практике для проведения операций необходимо компенсировать возникающие aberrации путем подбора соответствующих фаз

на элементах терапевтической решетки [5]. В настоящее время операции с использованием мощного фокусированного ультразвука проводятся с применением клинических систем ExAblate (InSightec Ltd., Tirat Carmel, Israel) в виде полусферической фазированной решетки в два этапа. На первом этапе делается рентгеновская компьютерная томография головы пациента. Контраст изображения КТ характеризуется значениями по шкале Хаунсфилда, из которых могут быть рассчитаны плотность и скорость звука в каждой точке изображения [6, 7]. Данные КТ далее используются для первичного отбора пациентов и для расчета компенсирующих фаз на элементах решетки. Отбор пациентов происходит в основном исходя из параметра SDR (Skull Density Ratio), который характеризует степень однородности внутренней структуры костей черепа и определяется как отношение средней плотности губчатого вещества к средней плотности компактного вещества в единицах Хаунсфилда [8]. Для пациентов с высоким показателем SDR ($SDR \geq 0.45$) облучение наиболее эффективно и безопасно. На втором этапе для проведения операции пациента помещают в аппарат МРТ с расположенным в нем ультразвуковым излучателем. Перед началом ультразвукового облучения предварительно полученное трехмерное КТ-изображение головы пациента совмещается в режиме реального времени с МРТ-изображением, и дальнейшая операция проводится с использованием МРТ-визуализации для контроля температуры в области воздействия [5].

Необходимые процедуры предварительного получения данных КТ, а также совмещения КТ- и МРТ-изображений перед ультразвуковым облучением увеличивают время подготовки к операции и усложняют ее проведение. Возможность первичного отбора пациентов на основе данных МРТ может позволить избежать воздействия ионизирующего излучения на пациентов, а проведение операции под МРТ-контролем с компенсацией aberrаций в режиме реального времени — избежать трудностей с совмещением данных КТ и МРТ. Поэтому одной из практически важных задач современной ультразвуковой нейрохирургии является исследование возможности проведения компенсации aberrаций по данным МРТ. Основная сложность заключается в том, что в отличие от КТ, МРТ-изображения не позволяют напрямую получить количественные данные об акустических параметрах тканей головы, а именно плотности тканей и скорости звука в них.

Можно выделить два основных подхода, которые предпринимались для решения данной задачи. Первый подход использует возможности МРТ, основанные на регистрации ультракороткого или нулевого времени эха T2 компонент [9–11]. Развитие данных методов регистрации позволяет

визуализировать внутреннюю структуру кости черепа и найти корреляцию между интенсивностью МРТ-изображения и шкалой Хаунсфилда [10, 12]. Модели, построенные на основе таких данных МРТ, учитывают неоднородную структуру черепа, при этом мягким тканям (кожа и мозг) присваивается постоянное одинаковое значение по шкале Хаунсфилда [9, 10] либо рассматривается модель черепа в воде [11]. Другим подходом является использование машинного обучения и нейросетей для построения КТ-изображения в единицах Хаунсфилда по интенсивности МРТ-изображения [13–16]. В данном подходе для обучения нейросетей используются T1-взвешенные МРТ-изображения и МРТ-изображения с ультракоротким и нулевым временем эха в комплекте с КТ-изображением того же пациента [16].

На сегодняшний день исследование возможности компенсации aberrаций с использованием акустической модели, построенной на основе данных МРТ, проводилось только с использованием лучевого метода для полусферической решетки системы ExAblate и моделей черепа в воде. Наблюдались отличия в результате проведения компенсации aberrаций по моделям МРТ и КТ, однако какие именно параметры моделей и соответствующие волновые эффекты определяли эти отличия, не анализировалось [9]. Таким образом, отдельным важным вопросом является исследование влияния различных характеристик моделей, таких как геометрические отличия восстановленных поверхностей черепа и учет внутренних неоднородностей различных костей черепа, на искажение фокусированного пучка и результат коррекции.

В данной работе рассмотрены данные обследования реального пациента, которому были проведены КТ- и МРТ-сканирования головного мозга. В качестве излучателя использовалась модель 256-элементной решетки с рабочей частотой 1 МГц и абсолютно плотным мозаичным заполнением поверхности элементами [17]. Коррекция aberrаций проводилась путем численного моделирования распространения волны от виртуального точечного источника, расположенного в целевой точке, по направлению к поверхности решетки, — т.н. “дифракционный” метод коррекции [18]. Основной целью работы являлось сравнительное исследование возможностей проведения компенсации aberrаций по моделям, построенным на основе данных КТ и МРТ. Кроме того, проанализировано влияние различий во внутренней структуре и геометрии различных тканей в построенных моделях на результат компенсации aberrаций. Наконец, практической целью работы являлось составление рекомендаций по использованию моделей на основе КТ и МРТ для планирования ультразвукового облучения и проведения коррекции во время операции.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Построение трехмерных акустических моделей головы человека по данным компьютерной и магнитно-резонансной томографии

Для построения трехмерных акустических моделей головы пациента использовались анонимизированные данные КТ и МРТ одного пациента, предоставленные Медицинским научно-образовательным центром МГУ имени М.В. Ломоносова. Трехмерное КТ-изображение включало в себя набор из 586 аксиальных срезов с разрешением $0.4 \times 0.4 \times 0.3$ мм. Интенсивность КТ-изображений характеризуется яркостью пикселей в единицах Хаунсфилда (HU), которые показывают, насколько рентгеновское излучение ослабляется при прохождении через ткань. В частности, значение HU (Hounsfield Units) для воды равно нулю. Было показано, что единицы HU определяются плотностью ткани, а плотность коррелирует со скоростью звука в ней [6, 7]. Таким образом, из данных КТ можно получить информацию об акустических свойствах ткани (плотности и скорости продольных акустических волн) в каждом пикселе изображения.

Чтобы задать коэффициент поглощения, необходимо сегментировать КТ-изображения и выделить основные сегменты — кожу, череп и мозг, коэффициент поглощения для которых известен из справочной литературы [19]. Сегментация КТ-изображений в данной работе была проведена с помощью открытого программного обеспечения Slicer (slicer.org) [20]. Благодаря сильно различающимся значениям пикселей по шкале Хаунсфилда в кости и мягких тканях, к КТ-изображению возможно было применить метод пороговой сегментации. С помощью этого метода и дополнительных функций программы Slicer (flood filling, islands,

logic operations) в отдельные сегменты были выделены мозг, череп, кожа и согласующая среда (вода) (рис. 1).

Данные МРТ представляли собой T1-взвешенное трехмерное изображение с набором из 176 аксиальных срезов с разрешением $1 \times 1 \times 1$ мм. В отличие от КТ-изображения, МРТ предоставляет только качественную визуальную информацию о тканях и органах. Сегментация МРТ-изображения была проведена в два этапа. На первом этапе изображение сегментировалось в программе открытого доступа BrainSuite21a (brainsuite.org), однако из-за ограниченного разрешения МРТ-изображения и анатомических особенностей строения головы человека (наличия зрительных нервов и т.д.) выделение границ черепа с использованием детектора Марра–Хилдретта, используемого в программе BrainSuite21a, дает неточности [21, 22]. Поэтому, для более точного определения границ тканей, сегментация была доработана вручную в программе Slicer, ориентируясь на визуальные границы анатомических структур (рис. 2) [20].

Полученные в формате nrrd сегментации далее загружались в программу MATLAB (mathworks.com) и интерполировались на расчетные сетки, одинаковые для КТ- и МРТ-изображений. Из-за различного положения пациента при проведении магнитно-резонансной и компьютерной томографий перед интерполяцией МРТ-изображение было дополнительно повернуто на 13.5° относительно оси Ox и на 1.25° относительно оси Oy , чтобы обеспечить наилучшее совмещение поверхностей черепов в обеих моделях (рис. 3). Ноль расчетной сетки по оси z располагался на макушке (наивысшей точке черепа), нули по осям x и y были выбраны в середине осей, симметрично относительно макушки. Шаг расчетной

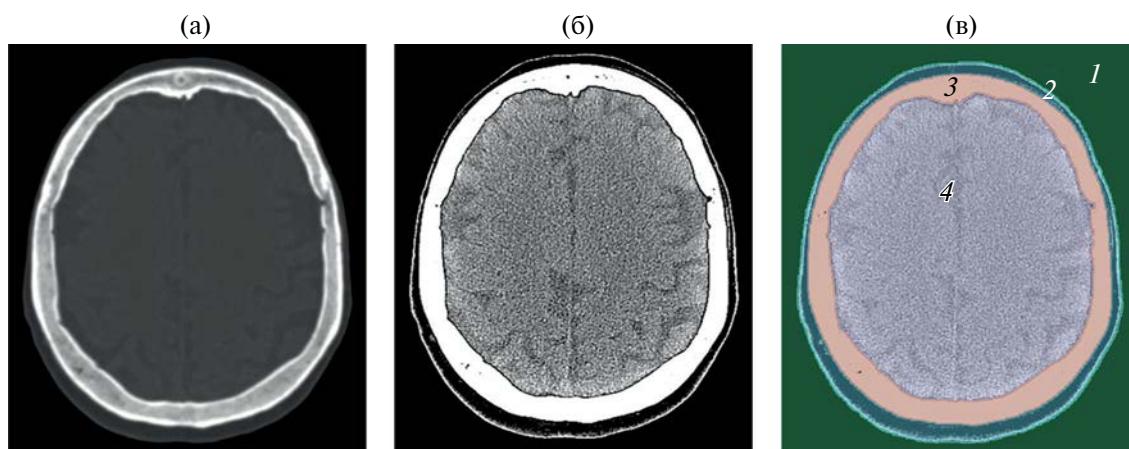


Рис. 1. Аксиальный срез компьютерной томографии головы человека (а) — до проведения сегментации, (б) — до проведения сегментации с другим контрастом, (в) — после сегментации в программе Slicer. Сегменты отмечены цифрами: 1 — внешняя среда (вода), 2 — кожа, 3 — череп, 4 — мозг.

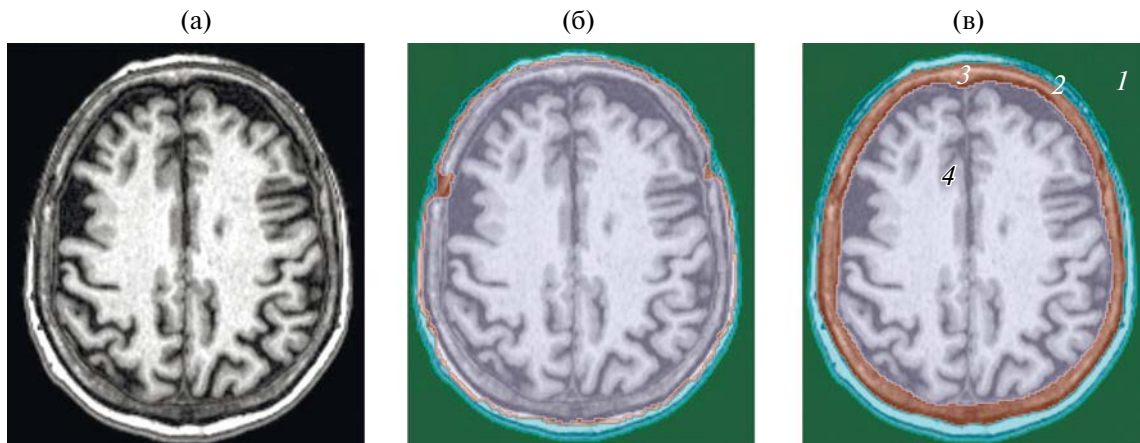


Рис. 2. Аксиальный срез магнитно-резонансной томографии головы человека (а) — до сегментации; (б) — после сегментации в программе BrainSuit; (в) — после доработки в программе Slicer. Цвета сегментов соответствуют таковым на сегментации КТ.

сетки составлял $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0.5$ мм. Для данных КТ интерполяция на расчетную сетку проводилась с помощью функции `griddedInterpolant` программы MATLAB. Для данных МРТ использовалась функция `scatteredInterpolant` и, поскольку размер вокселя превышал в два раза шаг сетки, каждый воксель делился пополам в каждом из трех направлений, при этом тип среды каждого вокселя оставался прежним. В результате были получены две трехмерные матрицы, размером $236 \times 236 \times 180$ точек, представляющие сегментации КТ- и МРТ-изображений, в каждой ячейке которых хранился номер соответствующего сегмента (1 — “вода”, 2 — “кожа”, 3 — “череп”, 4 — “мозг”). На основе КТ-изображения была также создана матрица $236 \times 236 \times 180$ точек, содержащая в каждой ячейке значение по шкале Хаунсфилда. Таким образом, были получены три акустические модели головы человека.

Для каждой модели была проведена оценка средней толщины черепа и ее вариации. Для этого проводились лучи от геометрического центра каждого элемента решетки к точке фокуса и рассчитывался путь, проходимый каждым лучом в черепе в моделях КТ и МРТ. Средней толщиной являлось среднее значение путей по всем лучам, за вариацию толщины было принято стандартное отклонение от среднего. Для оценки различия геометрии черепа в моделях КТ и МРТ были также посчитаны разности путей в моделях для каждого луча, а затем также вычислялось их среднее значение.

Для оценки степени однородности черепа были посчитаны два параметра: SS (Skull Score) и SDR (Skull Density Ratio) [23]. Для расчета параметра SS были проведены лучи из геометрического центра

каждого элемента к точке фокуса. На каждом луче в области, соответствующей сегменту черепа, выбирались минимальное и максимальное значения по шкале Хаунсфилда и вычислялось их отношение. Параметр SS вычислялся как среднее полученных отношений по всем лучам:

$$SS = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{HU_{\min i}}{HU_{\max i}}, \quad (1)$$

где N — количество элементов излучателя, i — номер элемента, $HU_{\min i}$ — минимальное значение по шкале Хаунсфилда на i -ом луче, $HU_{\max i}$ — максимальное значение по шкале Хаунсфилда на i -ом луче.

Кроме этого, был также вычислен параметр SDR, как отношение среднего значения единиц Хаунсфилда вокселей, соответствующих трабекулярной (губчатой) кости, к среднему значению единиц Хаунсфилда вокселей, соответствующих кортикальной кости, в конусе облучения, образованном лучами, исходящими от краев излучателя в точку фокуса:

$$SDR = \frac{HU_{\text{т}}}{HU_{\text{к}}}, \quad (2)$$

где $HU_{\text{т}}$ — среднее значение по шкале Хаунсфилда для губчатой кости, $HU_{\text{к}}$ — среднее значение по шкале Хаунсфилда для кортикальной кости. Границы между кортикальной и губчатой костью в единицах Хаунсфилда определялись с помощью алгоритма Оцу [23, 24].

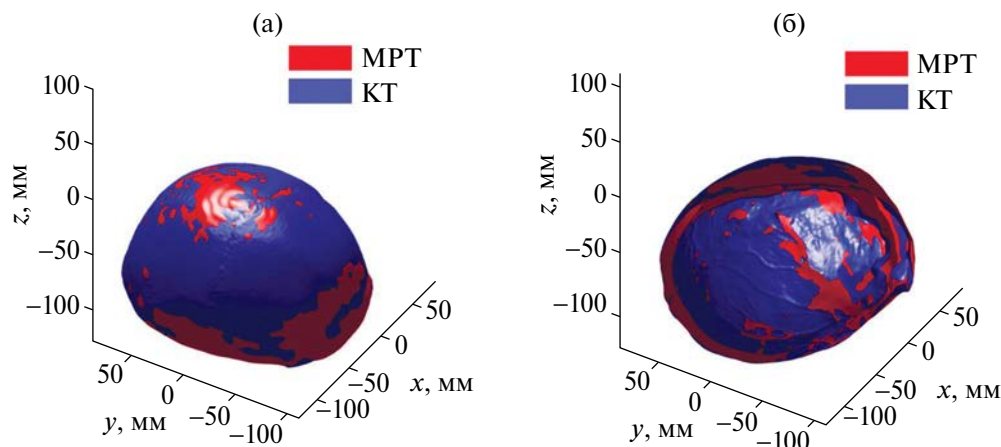


Рис. 3. Результат совмещения трехмерных моделей головы человека (слой черепа), построенных на основе данных КТ (синий) и данных МРТ (красный); (а) – внешние поверхности, (б) – внутренние поверхности.

Методы расчета поля и компенсации aberrаций

В работе рассматривалась компьютерная модель 256-элементной решетки, предложенная в Лаборатории медицинского и промышленного ультразвука МГУ [17]. Решетка имеет форму сферического сегмента с фокусным расстоянием $F = 200$ мм, апертурой $D = 200$ мм и рабочей частотой 1 МГц. Элементы решетки представляют собой многоугольники равной площади, расположенные на поверхности излучателя случайным образом, при этом обеспечивается абсолютно плотное заполнение поверхности элементами (рис. 4а) [17].

Численный алгоритм моделирования фокусировки ультразвука в мозг состоял из комбинации двух методов. На первом этапе акустическое поле излучателя рассчитывалось с помощью интеграла Рэлея в однородной среде (воде) от поверхности

решетки до горизонтальной плоскости (xy), расположенной в воде вблизи поверхности черепа (рис. 4б) [25]. Для ускорения расчетов в условиях данной задачи для расчета интеграла Рэлея использовалась суперпозиция аналитических решений для каждого из элементов решетки следующим образом [18, 25, 26]. Многоугольные элементы излучателя предварительно разбивались на прямоугольные треугольники, для каждого из которых можно выписать аналитическое решение в дальнем поле [25]. Таким образом, поле акустического давления на плоскости xy , перпендикулярной оси решетки и расположенной вблизи поверхности черепа, рассчитывалось как сумма полей подэлементов в форме прямоугольных треугольников, на которые были разбиты элементы излучателя.

Далее для расчета поля внутри головы человека использовался псевдоспектральный метод

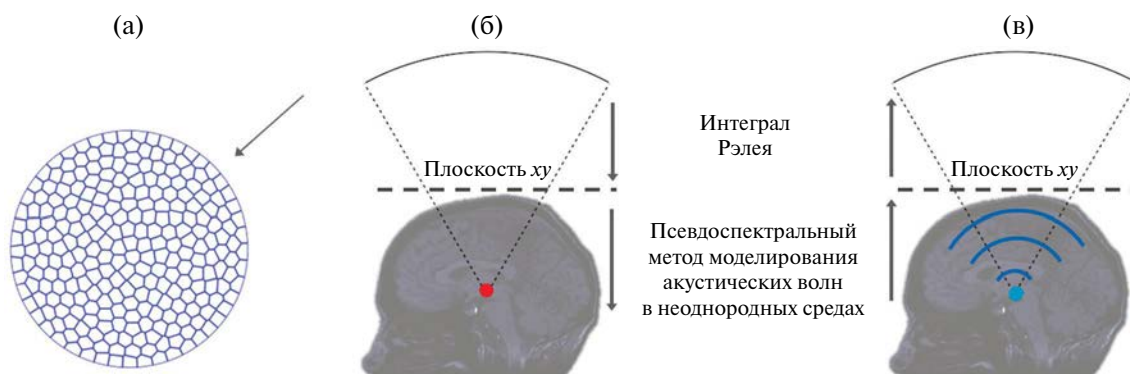


Рис. 4. (а) – Схема рассматриваемой в работе 256-элементной решетки; диаметр $D = 200$ см, радиус кривизны $F = 200$ см, рабочая частота $f = 1$ МГц, зазор между элементами 0.5 мм. Схемы (б) – расчета поля при облучении мозга и (в) – компенсации aberrаций. Стрелками показан порядок проведения расчетов: с использованием интеграла Рэлея и псевдоспектрального метода моделирования распространения акустических волн в неоднородных средах. Фокусировка проводилась в центр мозга.

моделирования распространения акустических волн в неоднородной среде, реализованный с помощью программного пакета k-Wave (k-wave.org) [18, 27–29]. Как указано выше, для моделирования использовалась расчетная сетка с пространственными шагами $x = y = z = 0.5$ мм. Шаг по времени расчетной сетки выбирался в соответствии с критерием Куранта–Фридрихса–Леви и удовлетворял условию $CFL \equiv c_{\max} \Delta t / \Delta x$, где $CFL = 0.1$, $c_{\max}$ – максимальная скорость звука в рассматриваемой модели. Полученное на первом этапе распределение акустического давления на плоскости вблизи головы использовалось в качестве граничного условия. Расчетная модель k-Wave учитывает такие эффекты, как наличие неоднородностей акустических параметров, рефракция, отражение и поглощение акустических волн. Эффект генерации сдвиговых волн в черепе не учитывался, так как ранее было показано, что при падении акустического пучка на поверхность черепа, близком к нормальному, генерация сдвиговых волн слабо влияет на искажение ультразвукового пучка [26]. В то же время пренебрежение данным эффектом существенно облегчает и ускоряет расчет в неоднородной области головы пациента.

Расчет поля без компенсации аберраций проводился путем облучения головы пациента с одинаковыми фазами и амплитудами на элементах излучателя. Алгоритм компенсации аберраций также состоял из комбинации двух этапов, в которых использовались различные численные методы (рис. 4в). На первом этапе моделировалось распространение сферической волны из точки фокуса до плоскости xy . Моделирование проводилось с использованием программного комплекса k-Wave [18, 26–29]. На втором этапе решалась обратная задача выбора набора фаз на элементах излучателя, который наилучшим образом воспроизводит бы поле, распространенное обратно на плоскость. Результат расчета поля на плоскости xy был представлен в виде дискретной матрицы с известными комплексными амплитудами давления в узлах сетки. Далее матрица была преобразована в вектор комплексных амплитуд давления на плоскости xy . Каждый элемент данного вектора представлялся как комбинация аналитических решений для дальнего поля элементов излучателя с варьируемой фазой. В дальнейшем полученная система решалась методом наименьших квадратов [18]. В результате были получены корректирующие аберрации фазы для каждого элемента 256-элементного излучателя. Полученные фазы инвертировались, амплитуда устанавливалась одинаковой и равной единице, и далее расчет поля проводился уже с компенсацией аберраций.

Для оценки степени искажения пучка и качества фокусировки были использованы следующие параметры: максимум амплитуды давления,

нормированной на амплитуду давления на элементе излучателя p_A/p_0 , его положение относительно центра излучателя и эффективность фокусировки [11, 16, 30–33]. Эффективность оценивалась как отношение интегралов интенсивности полученного распределения к распределению поля в воде, взятых в фокальном объеме, определяемом по уровню –8 дБ для случая фокусировки в воде [34]:

$$\varepsilon = \frac{\int_W I(\mathbf{r}) dV}{\int_W I_{\text{вода}}(\mathbf{r}) dV}. \quad (3)$$

Здесь $I(\mathbf{r})$ – интенсивность ультразвука, W – фокальный объем, определяемый по уровню –8 дБ для случая фокусировки в воде.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Акустические модели головы человека, построенные по данным компьютерной и магнитно-резонансной томографии

Далее приводятся результаты, полученные для трех основных акустических моделей, построенных по данным КТ и МРТ. Кроме того, для исследования влияния неоднородностей тканей на возможности компенсации аберраций при фокусировке ультразвукового пучка в мозг дополнительно рассматривались несколько модификаций акустической модели, построенной на основе данных КТ.

В первую очередь была проведена оценка точности совмещения изображений КТ и МРТ. Для этого сравнивались толщины и разность толщин черепов в моделях КТ и МРТ, рассчитанные по лучам. Средняя толщина черепа в модели КТ составила 7.33 ± 1.03 мм, в модели МРТ – 7.28 ± 1.34 мм. Отличие толщин, рассчитанных по пути лучей от фокуса к центрам элементов решетки в сегменте череп, в моделях КТ и МРТ лежало в интервале от 0.14 до 1.76 мм. Были найдены также параметры SS и SDR ; для данного черепа и данной геометрии облучения оба параметра были одинаковы $SS = SDR = 0.51$. На практике, черепа со значениями SDR (или SS) выше 0.45 считаются пригодными для проведения транскраниального облучения ультразвуком. Для таких черепов внутренняя структура кости черепа является достаточно однородной и не вносит существенного затухания и сильных искажений в распространение ультразвукового пучка [8].

Для разделения эффектов аберраций, связанных с геометрическими и внутренними неоднородностями черепа, были построены следующие три основные модели головы пациента. Первая модель (неоднородная модель КТ, нКТ)

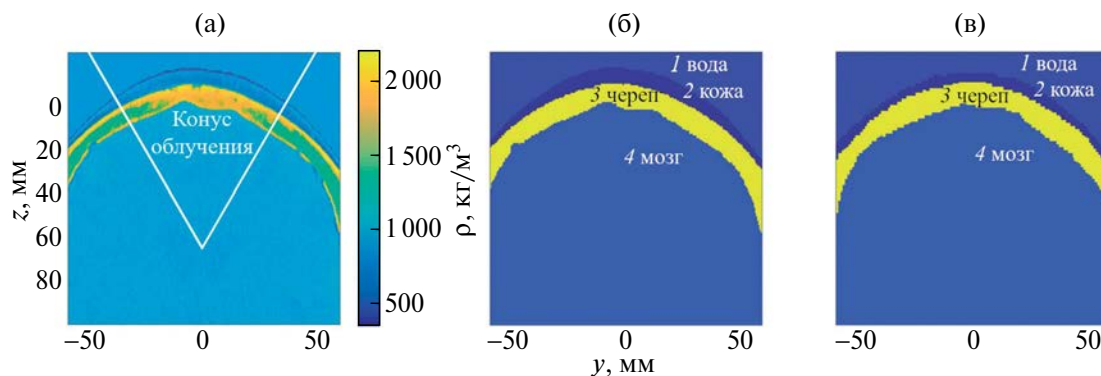


Рис. 5. (а) — Распределение плотности в кортикальной плоскости zy в неоднородной модели КТ. Распределения сегментов на примере кортикального среза zy (б) — в однородной модели КТ и (в) — в модели МРТ, цифрами обозначены индексы каждого сегмента.

учитывала неоднородности внутренней структуры черепа (рис. 5а). Из единиц Хаунсфилда были рассчитаны плотность и скорость звука для каждого вокселя изображения, а коэффициенты поглощения задавались постоянными для каждой ткани на основе сегментации и представлены в табл. 1 [6, 7, 19]. Вторая модель (однородная модель КТ, оКТ) также была построена на основе данных КТ, но имела постоянные значения акустических параметров для каждого типа ткани (рис. 5б). Данные значения рассчитаны как средние внутри конуса облучения. В третьей модели (однородная модель МРТ) (рис. 5в) каждому сегменту были присвоены постоянные значения, рассчитанные как средние внутри конуса облучения из неоднородной модели КТ. Таким образом, модели оКТ и МРТ отличались лишь геометрическими параметрами черепа. Значения акустических параметров для однородных моделей КТ и МРТ представлены в табл. 2. Во всех моделях внешней контактной средой между головой и излучателем считалась вода. Плотность и скорость звука в воде выбирались равными $\rho_0 = 1000 \text{ кг/м}^3$ и $c_0 = 1500 \text{ м/с}$. Коэффициент поглощения для воды полагался равным нулю. Заметим, что вторая модель оКТ по сути является переходной между нКТ и МРТ: она не учитывает внутренние неоднородности сегментов подобно МРТ, однако геометрически не отличается от нКТ. Такое построение модели позволяет отделить эффект внутренних неоднородностей тканей и исследовать его отдельно.

Для анализа влияния неоднородностей тканей дополнительно были построены еще три модификации неоднородной модели КТ. В каждой из этих моделей одна из сред (кожа, череп, мозг) считалась однородной, и ей присваивались постоянные значения плотности и скорости звука из табл. 2. Остальные два сегмента сохраняли свою неоднородную структуру, и их акустические параметры рассчитывались из единиц Хаунсфилда.

Искажение акустического поля и компенсация aberrаций в рамках одной модели

Для исследования искажения ультразвукового пучка при фокусировке в мозг были проведены расчеты поля при фокусировке в центр мозга на глубину 60 мм, считая от внутренней поверхности черепа, для каждой из трех основных моделей: однородной модели МРТ, однородной модели КТ (оКТ) и неоднородной модели КТ (нКТ). Были проанализированы коэффициент усиления по давлению в максимуме поля относительно характерного давления на поверхности излучателя, $p_{\max}/p_0$, его положение относительно центра кривизны

Таблица 1. Диапазоны значений плотности ρ_0 и скорости продольных волн c_l , рассчитанные из единиц Хаунсфилда КТ-изображения, и значения коэффициента поглощения α на частоте 1 МГц, взятые из справочной литературы, для каждого типа тканей [6, 7, 19]

	ρ_0 , кг/м ³	c_l , м/с	α , дБ/см
Кожа	430–1240	1090–1780	1.84
Череп	1060–2500	1575–3100	8.83
Мозг	490–1300	940–1800	0.21

Таблица 2. Значения плотности ρ_0 , скорости звука продольных волн c_l и коэффициента поглощения α на частоте 1 МГц в однородных моделях КТ и МРТ [19]

	ρ_0 , кг/м ³	c_l , м/с	α , дБ/см
Кожа	929	1431	1.84
Череп	1732	2331	8.83
Мозг	1058	1575	0.21

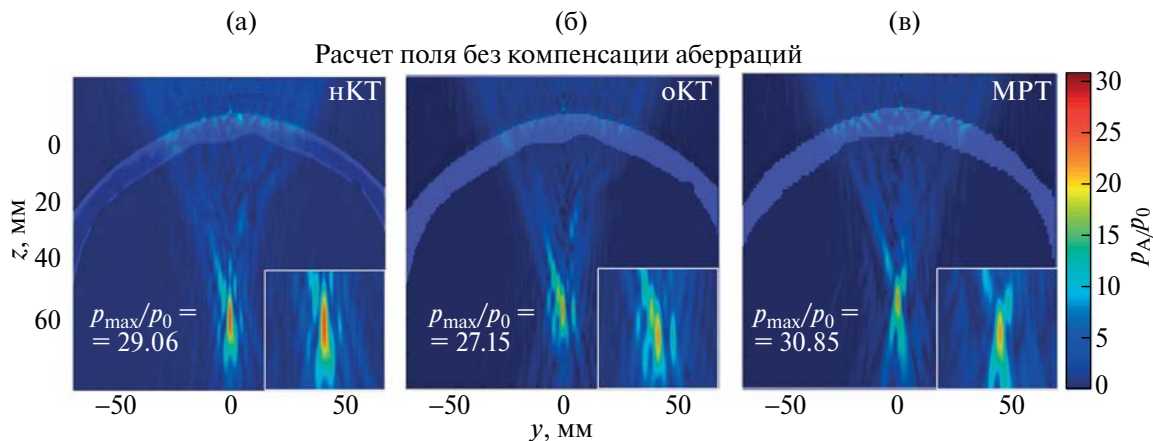


Рис. 6. Распределения нормированной амплитуды давления p_A/p_0 в плоскости zy в случае облучения центра мозга без компенсации aberrаций для (а) — неоднородной модели КТ; (б) — однородной модели КТ; (в) — однородной модели МРТ. Обозначение модели, для которой проводился расчет поля: нКТ — неоднородная модель КТ, оКТ — однородная модель КТ, МРТ — модель МРТ.

(геометрического фокуса) излучателя и эффективность фокусировки в объеме распределения.

На рис. 6 представлены распределения нормированной амплитуды давления p_A/p_0 в кортикальной плоскости zy для трех акустических моделей: неоднородной модели КТ (нКТ), однородной модели КТ (оКТ) и модели МРТ. Коэффициент усиления в максимуме поля в модели нКТ составил $p_A/p_0 = 29.06$, эффективность $\varepsilon = 8.9\%$. Смещение фокуса в данной модели было наименьшим и составляет -0.5 мм вдоль оси Ox и -1.5 мм вдоль оси Oz , вдоль оси Oy смещение отсутствует. Для модели оКТ соответствующие значения равны $p_A/p_0 = 27.15$ и $\varepsilon = 5.7\%$, смещение в поперечном направлении совпадает со случаем модели нКТ и составляет -0.5 мм вдоль оси Ox и отсутствует вдоль оси Oy . Вдоль оси Oz смещение больше, чем в модели нКТ, и составляет -2.5 мм. Для модели МРТ: $p_A/p_0 = 30.85$ и $\varepsilon = 5.1\%$. В модели МРТ увеличивается смещение вдоль поперечных осей и составляет -1.5 мм вдоль оси Ox и -0.5 мм вдоль оси Oy , вдоль оси Oz смещение составляет -2.0 мм. Форма пучка после прохождения через череп также различна для разных моделей. Однако при этом амплитудные значения максимума поля отличаются не более чем на 10%. Различие эффективностей обусловлено в первую очередь различным смещением максимума поля относительно геометрического центра кривизны излучателя: эффективность уменьшается при увеличении смещения фокальной области.

Компенсация aberrаций далее рассчитывалась по той же модели, которая в дальнейшем использовалась при облучении. На рис. 7 представлены распределения нормированной амплитуды давления p_A/p_0 в плоскости zy для всех трех моделей. Надписи вида “нКТ/нКТ” в верхнем правом углу

рисунков соответствуют моделям, для которых были проведены коррекция aberrаций и расчет поля. По сравнению со случаем облучения без компенсации aberrаций (рис. 6) видно, что во всех случаях коррекция позволяет добиться точной фокусировки, избежать образования побочных максимумов и “размытия” фокуса.

Как следует из результатов, приведенных на рис. 7, после компенсации aberrаций во всех моделях КТ положение максимума амплитуды поля $p_{\max}/p_0$ совпадает с геометрическим центром кривизны излучателя. Для модели МРТ отсутствует сдвиг фокуса относительно поперечных осей, а сдвиг вдоль оси излучателя z составляет -0.5 мм, что порядка размера одного вокселя. Компенсация aberrаций позволяет значительно повысить амплитуду давления в фокусе и эффективность, а также получить узкую фокальную перетяжку для всех моделей, шириной не более 2 мм по уровню -3 дБ от максимума, как и при фокусировке в воде. После коррекций aberrаций коэффициент усиления в фокусе и эффективность составляют $p_F/p_0 = 40.33$, $\varepsilon = 17.5\%$ для модели нКТ, $p_F/p_0 = 41.81$, $\varepsilon = 17.0\%$ для модели оКТ и $p_F/p_0 = 43.43$, $\varepsilon = 18.8\%$ для модели МРТ. Различие значения давления в фокусе и эффективности для данных моделей также не превосходит 10%. Таким образом, модель МРТ может быть использована для прогнозирования амплитуды и структуры акустического поля в фокальной области пучка при планировании облучения.

Компенсация aberrаций по акустическим моделям с однородными тканями

Результаты, приведенные в этом разделе, соответствуют имитации проведения реальной операции, когда расчет поля происходит с использованием

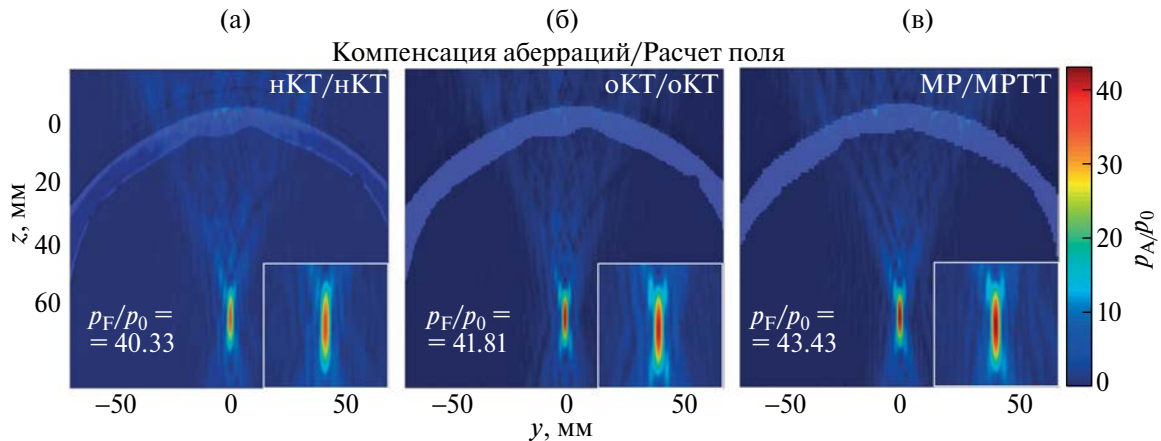


Рис. 7. Распределения нормированной амплитуды давления p_A/p_0 в плоскости zy в случае облучения центра мозга после компенсации aberrаций для (а) — неоднородной модели КТ; (б) — однородной модели КТ; (в) — однородной модели МРТ. Обозначения моделей, используемых для компенсации aberrаций и расчета поля: нКТ — неоднородная модель КТ, оКТ — однородная модель КТ, МРТ — модель МРТ.

наиболее точной модели нКТ, однако коррекция при этом осуществляется с использованием упрощенных моделей оКТ и МРТ. Были проведены расчеты компенсации aberrаций с помощью расчета фаз на элементах излучателя по моделям оКТ и МРТ, в дальнейшем фазы инвертировались и при облучении использовалась модель нКТ, наиболее близкая к реальному случаю. Модели оКТ и нКТ отличаются внутренней структурой тканей: модель оКТ не учитывает внутренние неоднородности тканей. Расчет компенсации по модели оКТ и дальнейшее облучение с фазами по модели нКТ позволяет определить влияние внутренних неоднородностей на возможности компенсации aberrаций. Модель МРТ, кроме однородной внутренней структуры

тканей, имеет также геометрические отличия от модели нКТ. Использование фаз, рассчитанных по модели МРТ, для компенсации aberrаций позволяет также оценить влияние погрешности в определении границ тканей на компенсацию aberrаций.

Результаты данных расчетов представлены на рис. 8б и сравниваются со случаем проведения компенсации aberrаций по неоднородной модели КТ (рис. 8а). Видно, что компенсация aberrаций, проведенная по однородной модели КТ, позволяет достичь максимума давления $p_A/p_0 = 34.79$, что составляет 87% от давления в фокусе при компенсации по неоднородной модели КТ. Эффективность при этом составляет $\epsilon = 12.6\%$, что ниже, чем при компенсации по неоднородной модели

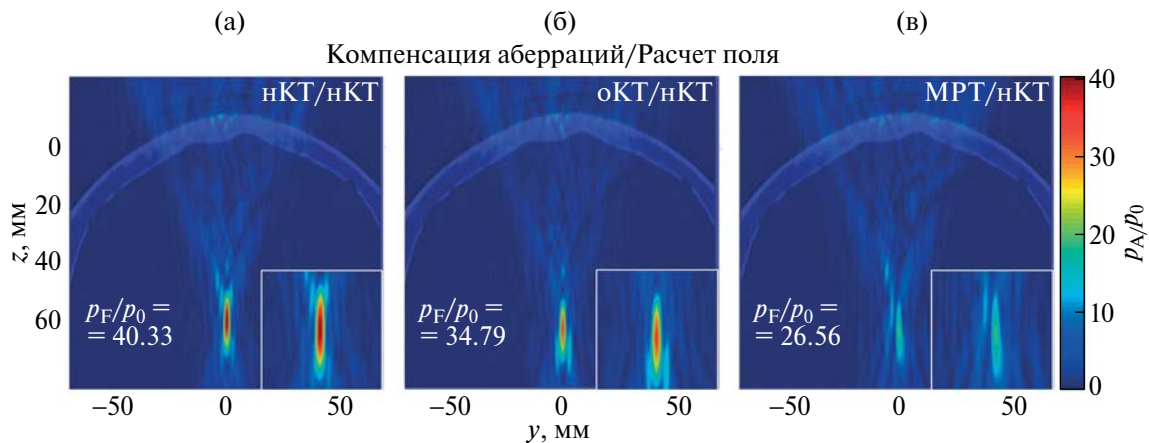


Рис. 8. Распределения нормированной амплитуды давления p_A/p_0 в плоскости zy в случае облучения центра мозга после компенсации aberrаций с фазами рассчитанными по (а) — неоднородной модели КТ; (б) — однородной модели КТ; (в) — однородной модели МРТ. Обозначения моделей, используемых для компенсации aberrаций и расчета поля: нКТ — неоднородная модель КТ, оКТ — однородная модель КТ, МРТ — модель МРТ.

КТ ($\varepsilon = 17.5\%$). Кроме того, появляется смещение максимума поля относительно геометрического центра кривизны излучателя на 2.0 мм вдоль оси Oz (рис. 8б). В случае компенсации аберрации по модели МРТ, максимум давления равен $p_A/p_0 = 26.56$ и составляет 65% от случая компенсации по неоднородной модели КТ. Эффективность при компенсации по модели МРТ снижается до 5.3% и возникает смещение вдоль оси Ox , смещение вдоль других осей отсутствует (рис. 8в). Таким образом, для получения эффективной и точной фокусировки необходимо учитывать как внутреннюю структуру тканей, так и наиболее точно восстанавливать их геометрию. При этом неоднородная модель КТ и однородная модель КТ имеют одинаковую геометрию тканей и различаются только их внутренней структурой. Расчет компенсации аберраций по модели, не учитывающей неоднородности тканей, приводит к смещению максимума поля и снижению амплитуды давления в максимуме и эффективности. Модель МРТ и однородная модель КТ имеют одинаковые акустические параметры тканей, но из-за ошибок в сегментации МРТ-изображения отличаются геометрией тканей. Ошибка в учете геометрии также приводит к смещению фокуса и к еще большему снижению в нем амплитуды давления и эффективности.

Наконец, было проведено исследование влияния неоднородностей различных тканей на возможности компенсации аберраций. Для этого коррекция аберраций проводилась по моделям, в каждой из которых одна из тканей считалась однородной, а остальные неоднородными. Всего было рассмотрено три модели: с однородной кожей и неоднородными черепом и мозгом, с однородным черепом и неоднородными кожей и мозгом, с однородным мозгом и неоднородными кожей и черепом. Наибольшее смещение максимума поля относительно геометрического центра кривизны излучателя характерно для модели с однородным черепом и составляет 2 мм вдоль оси излучателя Oz . Для модели с однородным черепом характерна также наименьшая амплитуда давления в фокусе $p_A/p_0 = 37.11$ и наименьшая эффективность $\varepsilon = 13.6\%$. Таким образом, проведение компенсации аберраций по модели, не учитывающей неоднородную структуру ткани, приводит к смещению максимума поля относительно целевой точки и уменьшению максимума давления и эффективности. При этом наибольшее влияние вносят неоднородности черепа.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе, на примере построенных акустических моделей головы конкретного пациента, было проведено сравнение возможностей использования данных МРТ вместо данных КТ для

планирования транскраниального облучения глубоких структур головного мозга с использованием мощного фокусированного ультразвука. Было показано, что при планировании облучения различия между тремя различными акустическими моделями (нКТ, оКТ, МРТ) не являлись существенными. Так, при моделировании облучения без компенсации аберраций различие основных оцениваемых параметров акустического поля, таких как амплитуда в максимуме давления и эффективность, не превышало 10%. Однако наблюдались различия в форме искаженной фокальной перетяжки и небольшое, около 1 мм, смещение точки максимума для разных моделей.

Алгоритм компенсации аберраций, реализованный в рамках одной модели (расчет корректирующих фаз и последующий расчет поля с использованием одной и той же модели головы), позволяет добиться точной фокусировки ультразвука, узкой фокальной перетяжки и повышения давления в фокусе на 40–54% во всех моделях. Полученные для разных моделей результаты также отличаются незначительно. Амплитудные значения давления в фокусе после коррекции и эффективность отличаются не более, чем на 10% при использовании следующих комбинаций “коррекция/последующий расчет” нКТ/нКТ, оКТ/оКТ, МРТ/МРТ. Таким образом, любая из трех моделей может быть использована отдельно для прогнозирования результата фокусировки ультразвука в мозг, предсказания расположения максимума поля и амплитуды давления в фокусе. Отметим, что данный результат применим к черепам с высоким значением SDR ($SDR \geq 0.45$), которые обладают плотной структурой губчатой кости черепа. При этом в рассмотренной задаче используется излучатель, конус облучения которого попадает на область макушки и не затрагивает наиболее неоднородные участки костей черепа. Таким образом, данная геометрия излучателя позволяет сократить влияние неоднородностей внутренней структуры черепа на искажение и ослабление ультразвукового пучка.

При моделировании применения различных моделей головы человека для коррекции аберраций в реалистичных условиях, акустические модели нКТ, оКТ и МРТ показали значительное различие в качестве коррекции. Для демонстрации были проведены расчеты компенсации аберраций по однородным моделям КТ и МРТ, после чего облучение проводилось по неоднородной модели КТ. Результаты сравнивались с компенсацией аберраций, рассчитанной по неоднородной модели КТ. Было получено, что максимум давления и эффективность при использовании моделей оКТ и МРТ в этом случае значительно уступают компенсации аберраций по нКТ, так амплитуда в максимуме после коррекции падает до 87 и 65% от случая нКТ, соответственно. Таким образом, модель нКТ

с учетом всех неоднородностей тканей предпочтительна для проведения компенсации aberrаций в случае реального облучения.

Было проведено также исследование влияния неоднородностей различных тканей на возможности коррекции aberrаций. Для этого фазы на излучателе рассчитывались по моделям, в каждой из которых одна из тканей (кожа, череп, мозг) считалась однородной. Было получено, что наибольшее влияние при этом вносят неоднородности черепа. Замена неоднородного сегмента черепа однородным со средними значениями скорости звука и плотности, рассчитанными по конусу облучения, не позволяет точно восстановить положение фокуса после компенсации aberrаций и дает наибольшее смещение фокуса относительно геометрического центра кривизны излучателя (2 мм вдоль оси излучателя). Компенсация по такой модели дает также наиболее низкие показатели максимума давления в фокусе ($p_A/p_0 = 37.11$) и эффективности (13.6%) по сравнению с компенсацией aberrаций, рассчитанной по моделям с однородной кожей или мозгом.

Таким образом, в случае реального облучения, для точной и эффективной фокусировки ультразвука в мозг предпочтительным является проведение компенсации aberrаций по неоднородной модели КТ, которая учитывает как внутреннюю структуру костей черепа, так и их геометрию. Однако упрощенные модели оКТ и МРТ позволяют давать приемлемые оценки для величины достижимой амплитуды давления в фокусе, размеров фокальной перетяжки, эффективности и положения фокуса при планировании облучения. В дальнейшем для повышения точности модели МРТ планируется использовать данные магнитно-резонансной томографии с нулевым временем эха, а также использовать нейросети для восстановления акустических параметров непосредственно из данных МРТ. Это позволит максимально приблизить модель МРТ к неоднородной модели КТ и потенциально использовать данные магнитно-резонансной томографии для расчета компенсации aberrаций в режиме реального времени при проведении ультразвукового терапевтического воздействия.

Работа выполнена при поддержке Программы развития МГУ (проект № 23-Ш06-02) и стипендии фонда развития теоретической физики и математики “Базис” № 22-2-10-6-1.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Qiu W., Bouakaz A., Konofagou E., Zheng H. Ultrasound for the brain: A review of physical and engineering principles, and clinical applications // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelect. Freq. Contr. 2020. V. 68. № 1. P. 6–20.
2. O'Reilly A.M. Incisionless Brain Surgery: Overcoming the Skull with Focused Ultrasound // Acoustics Today. V. 19. № 3. P. 30–37.
3. Elias W.J., Lipsman N., Ondo G. et al. A Randomized trial of focused ultrasound thalamotomy for essential tremor // N. Engl. J. Med. 2016. V. 375. № 8. P. 730–739.
4. Гаврилов Л.Р. Фокусированный ультразвук высокой интенсивности в медицине. М.: Фазис, 2013.
5. Hynynen K., Jones R.M. Image-guided ultrasound phased arrays are a disruptive technology for non-invasive therapy // Phys. Med. Biol. 2016. V. 61. P. 206–248.
6. Schneider U., Pedroni E., Lomax A. The calibration of CT Hounsfield Units for radiotherapy treatment planning // Phys. Med. Biol. 1996. V. 41. P. 111–124.
7. Mast T.D. Empirical relationships between acoustic parameters in human soft tissues // ARLO. 2000. V. 1. № 2. P. 37–42.
8. D'Souza M., Chen K., Rosenberg J. et al. Impact of skull density ratio on efficacy and safety of magnetic resonance-guided focused ultrasound treatment of essential tremor // J. of Neurosurgery. 2019. V. 132. № 5. P. 1392–1397.
9. Aubry J.F., Eames M., Snell J., Miller G.W. Ultrashort echo-time MRI as a substitute to CT for skull aberration correction in transcranial focused ultrasound: in vitro comparison on human calvaria // J. Ther. Ultrasound 3. 2015. (Suppl. 1). P12.
10. Wiesinger F., Bylund M., Yang J. et al. Zero TE-based pseudo-CT image conversion in the head and its application in PET/MR attenuation correction and MR-guided radiation therapy planning // Magn. Reson. Med. 2018. V. 80. № 4. P. 1440–1451.
11. Leung S.A., Moore D., Gilbo Y. et al. Comparison between MR and CT imaging used to correct for skull-induced phase aberrations during transcranial focused ultrasound // Scientific Rep. 2022. V. 12. № 1. P. 13407–12320.
12. Johnson E.M., Vyas U., Ghanouni P., Pauly K.B., Pauly J.M. Improved cortical bone specificity in UTE MR Imaging // Magn Reson Med. 2017. V. 77. № 2. P. 684–695.
13. Su P., Gou S., Roys S. et al. Transcranial MR Imaging-Guided Focused Ultrasound Interventions Using Deep Learning Synthesized CT // AJNR. 2020. V. 41. № 10. P. 1841–1848.
14. Koh H., Park T.Y., Chung Y.A., Lee J.H., Kim H. Acoustic simulation for transcranial focused ultrasound using GAN-Based Synthetic CT // IEEE J. Biomed. and Health Inf. 2022. V. 26. № 1. P. 161–171.
15. Wintermark M., Tustison N.J., Elias W.J. et al. T1-weighted MRI as a substitute to CT for refocusing planning in MR-guided focused ultrasound // Phys. Med. Biol. 2014. V. 59. № 13. P. 3599–3614.
16. Miscouridou M., Pineda-Pardo J.A., Stagg C.J., Treeby B.E., Stanziola A. Classical and learned MR to pseudo-CT mappings for accurate transcranial ultrasound

- simulation // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control. 2022. V. 69. № 10. P. 2896–2905.
17. *Rosnitskiy P.B., Vysokanov B.A., Gavrilov L.R., Sapozhnikov O.A., Khokhlova V.A.* Method for designing multielement fully populated random phased arrays for ultrasound surgery applications // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Contr. 2018. V. 65. № 4. P. 630–637.
 18. *Rosnitskiy P.B., Yuldashev P.V., Sapozhnikov O.A., Gavrilov L.R., Khokhlova V.A.* Simulation of nonlinear trans-skull focusing and formation of shocks in brain using a fully populated ultrasound array with aberration correction // J. Acoust. Soc. Am. 2019. V. 146. № 3. P. 1786–1798.
 19. *Duck F.A.* Physical Properties of Tissue: A Comprehensive Reference Book. Academic Press, London, 1990.
 20. *Pinter C., Lasso A., Fichtinger G.* Polymorph segmentation representation for medical image computing // Comp. Methods and Progr. in Biomed. 2019. V. 171. P. 19–26.
 21. *Fennema-Notestine C., Ozyurt B., Clark C.P. et al.* Quantitative evaluation of automated skull-stripping methods applied to contemporary and legacy images: effects of diagnosis, bias correction, and slice location human brain mapping // The Morph. BIRN. 2006. V. 27. № 2. P. 99–113.
 22. *Arnold J.B., Liow J.S., Schaper K.A. et al.* Qualitative and quantitative evaluation of six algorithms for correcting intensity nonuniformity effects // NeuroImage. 2001. V. 5. № 13. P. 931–943.
 23. *Tsai K.W., Chen J.C., Lai H.C., Chang W.C., Taira T., Chang J.W., Wei C.Y.* The Distribution of skull score and skull density ratio in tremor patients for MR-guided focused ultrasound thalamotomy // Front. in neuroscience. 2021. V. 15. 612940.
 24. *Otsu N.* A threshold selection method from gray-level histograms // IEEE Trans. Syst. Man Cybernetics. 1979. V. 9. P. 62–66.
 25. *Ильин С.А., Юлдашев П.В., Хохлова В.А., Гаврилов Л.Р., Росницкий П.Б., Сапожников О.А.* Применение аналитического метода для оценки качества акустических полей при электронном перемещении фокуса многоэлементных терапевтических решеток // Акуст. журн. 2015. Т. 61. № 1. С. 57–64.
 26. *Чупова Д.Д., Росницкий П.Б., Гаврилов Л.Р., Хохлова В.А.* Компенсация искажений фокусированных ультразвуковых пучков при транскраниальном облучении головного мозга на различной глубине // Акуст. журн. 2022. Т. 68. № 1. С. 3–13.
 27. *Treeby B.E., Cox B.T.* Modeling power law absorption and dispersion in viscoelastic solids using a split-field and the fractional Laplacian // J. Acoust. Soc. Am. 2014. V. 136. № 4. P. 1499–1510.
 28. *Treeby B.E., Jaros J., Rohrbach D., Cox B.T.* Modeling elastic wave propagation using the k-Wave Matlab toolbox // IEEE International Ultrasonics Symposium. 2014. P. 146–149.
 29. *Бобина А.С., Росницкий П.Б., Хохлова Т.Д., Юлдашев П.В., Хохлова В.А.* Влияние неоднородностей брюшной стенки на фокусировку ультразвукового пучка при различных положениях излучателя // Изв. Рос. Акад. наук. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 6. С. 875–882.
 30. *Maimbourg G., Houdouin A., Deffieux T., Tanter M., Aubry J.-F.* Steering capabilities of an acoustic lens for transcranial therapy: Numerical and experimental studies // IEEE Trans. Biomed. Eng. 2020. V. 67. P. 27–37.
 31. *Wu N., Shen G., Qu X., Wu H., Qiao S., Wang E., Chen Y., Wang H.* An efficient and accurate parallel hybrid acoustic signal correction method for transcranial ultrasound // Phys Med Biol. 2020. V. 65. № 21. P. 215019.
 32. *Maimbourg G., Guilbert J., Bancel T., Houdouin A., Raybaud G., Tanter M., Aubry J.-F.* Computationally effective transcranial ultrasonic focusing: taking advantage of the high correlation length of the human skull // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Contr. 2020. V. 67. № 10. P. 1993–2002.
 33. *Jin C., Moore D., Snell J., Paeng D.-G.* An open-source phase correction toolkit for transcranial focused ultrasound // BMC Biomed Eng. 2020. V. 2. P. 9.
 34. *Ebbini E.S., Cain C.A.* A Spherical-Section Ultrasound Phased Array Applicator for Deep Localized Hyperthermia // IEEE. 1991. V. 1. № 38. P. 634–643.

Compensation for Aberrations When Focusing Ultrasound Through the Skull Based on CT and MRI Data

D. D. Chupova^{1, *}, P. B. Rosnitskiy¹, O. V. Solontsov¹, L. R. Gavrilov¹,
V. E. Sinitsyn², E. A. Merzhina², O. A. Sapozhnikov¹, V. A. Khokhlova¹

¹Moscow State University named after M.V. Lomonosov, Leninskie Gory, GSP-1, Moscow, 119991 Russia

²Medical Research and Educational Center of Moscow State University., Lomonosovsky prosp. 27,
Moscow, 119192 Russia

*e-mail: daria.chupova@yandex.ru

The study compares the capabilities of using 3D acoustic models of the human head, constructed using magnetic resonance imaging (MRI) and computed tomography (CT) data, to simulate ultrasound beam focusing when passing through skull bones and to compensate for aberrations caused by them. A CT and MRI dataset from one patient was considered. The MRI data were used to reconstruct segments of the human head (skin, skull, and brain) that were homogeneous in their internal structure. The most realistic CT model took into account the internal inhomogeneities of the skull bones and soft tissues. Field simulations and compensation for aberrations were performed using the Rayleigh integral and pseudospectral method for solving the wave equation in an inhomogeneous medium, implemented in the k-Wave software package. The transducer was considered to be a fully populated 256-element phased array with a frequency of 1 MHz and radius of curvature and an aperture of 200 mm. It was shown that when aberrations were compensated using an inhomogeneous CT model and a homogeneous MRI model, the pressure amplitude at the focus and focusing efficiency were different by less than 10%. Thus, a homogeneous MRI model can be used for preoperative assessment of the feasibility of transcranial ultrasound therapy. During therapy, it is preferable to take into account the internal structure of the skull bones based on CT data.

Keywords: medical acoustics, high-intensity focused ultrasound, multi-element arrays, Rayleigh integral, computed tomography, magnetic resonance imaging

ОЦЕНКА КООРДИНАТ ПОДВИЖНЫХ МОРСКИХ РОБОТОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВЕКТОРНО-СКАЛЯРНЫХ АНТЕНН, СТАЦИОНАРНО УСТАНОВЛЕННЫХ В ГЛУБОКОМ МОРЕ

© 2024 г. Г. М. Глебова^а, Г. А. Жбанков^а, Г. Н. Кузнецов^{б, *}

^аЮжный федеральный университет, Ростов-на Дону, 344006 Россия

^бИнститут общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, 119991 Россия

*e-mail: skbmortex@mail.ru

Поступила в редакцию 06.04.2022 г.

После доработки 05.12.2023 г.

Принята к публикации 19.12.2023 г.

Выполнена экспериментальная проверка возможности оценки координат подвижного малолетного робота с использованием разнесенных в пространстве малогабаритных векторно-скалярных антенн, широкополосного излучателя, размещенного на борту робота, и удаленного полигармонического стационарно установленного излучателя — “маяка”, который применяется для устранения смещений пеленгов, вызванных вращением приемных антенн под действием подводных течений. Показано, что применение установленных в волноводе технических средств позволяет решить задачу триангуляции и определить горизонтальные координаты робота, а учет лучевой структуры обеспечивает оценку глубины.

Ключевые слова: подвижный робот, установленные на борту искусственные излучатели, разнесенные в пространстве векторно-скалярные модули, триангуляция, оценка трех координат робота

DOI: 10.31857/S0320791924020085, **EDN:** YNJADV

ВВЕДЕНИЕ

Последние десятилетия в различных странах ведутся интенсивные исследования и разработки вариантов построения автономных обитаемых и необитаемых подводных аппаратов, в частности, морских роботов (МР), предназначенных для выполнения самых разных работ. К ним относятся, например, роботы, выполняющие технологический осмотр, а при необходимости — ремонт подводных трубопроводов, гидротехнических сооружений, оснований мостов и т.д. [1]. Одна из актуальных задач — поиск и обследование затонувших объектов [1, 2]. Не менее важной представляется задача очистки и обеспечение безопасности фарватеров и шельфовой зоны, в том числе поиск и ликвидация мин и затонувших химических отходов и боеприпасов [3, 4]. Решение поставленных задач может успешно выполняться только при условии, что координаты расположения и перемещения МР известны и контролируются во времени с достаточно высокой точностью. Но, как известно, это самостоятельная и не простая задача, требующая применения, в том числе акустических средств, выполняющих подводное наблюдение. В частности, в [5] рекомендуется применять для оценки

координат пассивные и активные гидроакустические системы. Однако эффективность применения пассивных систем не велика из-за низких уровней шумности малогабаритных МР, а активных методов — из-за небольшой отражательной способности и появления многочисленных “ложников”, если МР работают вблизи дна или в зоне обследуемых объектов. В такой ситуации может представлять интерес вариант оценки координат МР, выполняющих при движении свои стандартные функции, но одновременно излучающих широкополосные или полигармонические сигналы с использованием установленных на борту малогабаритных излучателей. Это могут быть, например, импульсные сигналы, подобные сигналам связи или сигналам подводных акустических маяков (АМ) [6, 7].

Если в зоне выполнения работ с использованием МР или АНПА установить несколько разнесенных в пространстве автономных или неавтономных приемных систем, то групповая обработка принятых искусственных звуковых сигналов позволит определить координаты перемещения МР в каждый момент времени и, в случае необходимости, построить траекторию движения. Как известно, это одна из сложных задач гидроакустики.

МЕТОДЫ ОЦЕНКИ КООРДИНАТ И УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Классический метод решения такой задачи — выполнение согласованной фильтрации, основанной на использовании адекватных модовой или лучевой моделей передаточной функции волновода (ПФВ) [8–10]. В этом случае с использованием ПФВ одновременно выполняется обнаружение и оценка координат — пеленга, дальности и глубины. Но для построения модели ПФВ требуется детальная информация о свойствах грунта, рельефе придонной зоны волновода, а для средних и высоких частот — зависимость от расстояния вертикального распределения скорости звука (ВРСЗ). Как правило, такая информация или отсутствует, или ее недостаточно. Как следствие, необходимо искать методы, более простые и устойчивые к вариации свойств среды — это особенно актуально для МР, которые могут работать в произвольно выбранных районах.

Один из таких методов позволяет оценить дальность и глубину источника с использованием уравнения, позволяющего рассчитать зависимость от времени задержки между прямым и отраженным от свободной поверхности лучами. При такой обработке акустическая калибровка волновода и оценка характеристик грунта не требуются, что упрощает задачу. Но в этом случае для оценки двух неизвестных — дальности и глубины — требуется, как минимум, два независимых уравнения, связывающих оцениваемые параметры. В [11] такая задача решена с применением обработки, обеспечивающей независимую оценку дальности до источника по заданному пеленгу. В [12] для независимой оценки расстояния используется голографическая обработка. Это позволило замкнуть обратную задачу и с использованием измеренной задержки между лучами определить глубину источника. Как следствие, удалось [12] рассчитать сложную и непрерывную траекторию движения имитатора шума, включая зоны с циркуляцией.

В [13] для трехмерной оценки координат рекомендуется предварительно выполнить пеленгование движущегося источника разнесенными в пространстве антеннами, после чего по двум–трем пеленгам с использованием триангуляции оценить его координаты в горизонтальной плоскости, а затем, применяя лучевую модель, рассчитать глубину источника. Это позволяет при известных координатах антенн получить данные о всех географических координатах объекта наблюдения (робота).

Рекомендации, предложенные в [13], в настоящей статье существенно доработаны и проверены экспериментально в одном из районов Северного ледовитого океана.

— Выполнена векторно-скалярная обработка сигналов, что, несмотря на малый диаметр применяемых

антенн (10 см), позволило получить высокую точность и однозначность пеленгования даже на частотах, для которых длина волны больше диаметра антенны [14].

— Для отработки технологии оценки глубины движущегося источника выполнена предварительная оценка координат источника шума в контролируемых (известных) условиях с применением стационарного излучателя — “маяка”. Одновременно этот маяк с известными координатами использован для устранения возможных смещений пеленгов, которые возникают под действием подводных течений [15].

— Для повышения шумности (акустической “контрастности”) робота на его корпусе был установлен малогабаритный автономный источник широкополосных сигналов.

— В соответствии с разработанной методикой сигналы от “маяка” и излучателя, установленные на роботе, принимались и регистрировались в цифровом виде тремя установленными в районе работ разнесенными в пространстве автономными модулями с приемными многоканальными цилиндрическими антеннами, установленными стационарно на заданных (известных) глубинах.

После эксперимента модули извлекались из воды, сигналы, записанные в цифровой памяти, вводились в компьютер для дальнейшей обработки.

Географические координаты каждого приемного модуля и импульсного излучателя (“маяка”) после морской постановки определялись по приемникам GPS. Движение носителя излучателя (МР) производилось по прямолинейным галсам. Глубины МР и приемных антенн регистрировались датчиками глубины.

В итоге, задача сводилась к обнаружению и получению последовательно трех пеленгов на маяк и одновременно на движущийся источник, вычислению координат источника в горизонтальной плоскости и далее — после определения расстояний между исследуемым источником и приемными модулями — оценки глубины движущегося источника по акустическим сигналам, принятым каждой антенной.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРИЕМНЫХ АНТЕНН

В экспериментах использованы три идентичные автономные приемные системы, включающие 48-канальные антенны, аналого-цифровые усилительные блоки и цифровые системы регистрации сигналов от приемников антенны, а также датчиков глубины установки, температуры воды и ориентации антенны в вертикальной плоскости. Каждая антенна включает две звукопрозрачные подрешетки (рис. 1): цилиндрической антенны с диаметром 0.1 м и высотой 0.6 м, включающей

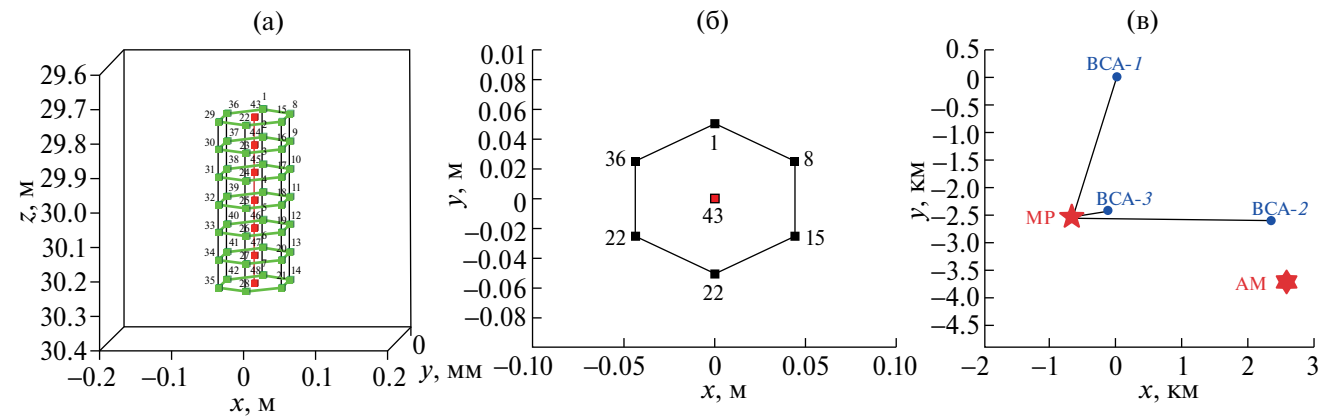


Рис. 1. (а) – Объемная геометрическая схема цилиндрической ВСА, (б) – схема формирования векторных приемников в виде градиентов давления в горизонтальной плоскости и (в) – схема установки трех разнесенных в пространстве векторно-скалярных антенн (BCA-1, BCA-2, BCA-3), акустического маяка (АМ) и робота (МР) в горизонтальной плоскости.

7 колец по 6 гидрофонов (номера 7–48) и линейной антенны из 6 гидрофонов (номера 1–6) с такой же длиной. Оптимальный рабочий частотный диапазон приемной антенны от 0.7 до 7 кГц. Особенностью таких антенн является возможность в зависимости от способа суммирования и накопления мощности сигналов от соседних гидрофонов выполнять скалярную, векторно-скалярную или “потокую” обработку.

Способ формирования векторных приемников показан на примере одного горизонтального кольца (рис. 1б). В вертикальной плоскости векторные приемники формируются аналогичным образом: из соседних скалярных элементов отдельно для каждой пары гидрофонов и для каждой вертикальной нити [14]. В сконструированной таким образом векторно-скалярной антенне (ВСА) общее число приемных каналов равно 132. Из них

48 – исходные скалярные приемники, образующие скалярную антенну, 42 – векторные приемники, оси которых расположены в горизонтальной плоскости, и 42 векторных приемника, оси которых расположены в вертикальной плоскости.

Схема морской постановки в месте проведения работ приемных антенн и стационарного излучателя импульсных сигналов (“маяка”) представлена на рис. 1в. Отметим еще раз, что сигналы “маяка” использовались как для отработки алгоритма и программного обеспечения в контролируемых условиях, так и для проверки точности оценки глубины излучателя при заданном (известном) расстоянии между излучателем и ВСА. Сигналы от “маяка” также необходимы для определения пеленгов на движущийся источник в географической системе координат (ось у направлена на север, ось x – на восток). Причина в том, что приемные модули подвешивались на фале

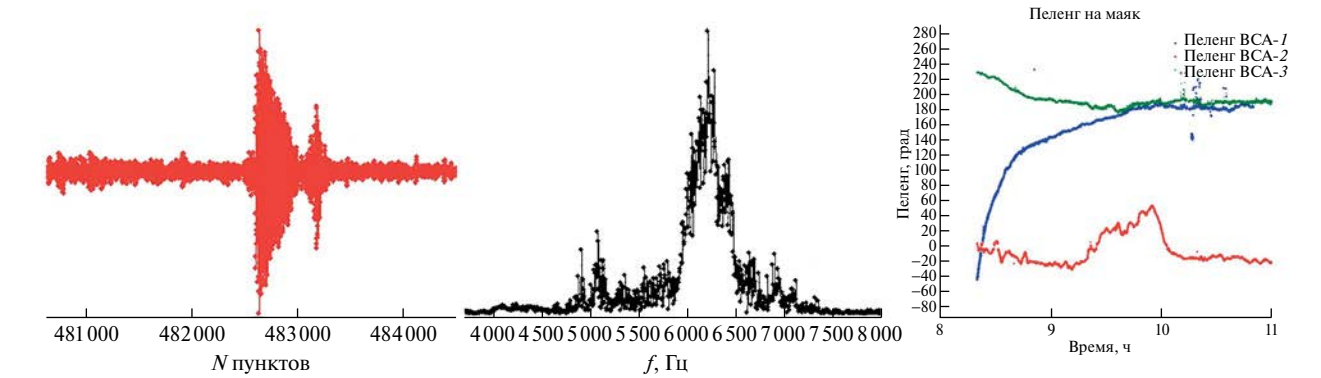


Рис. 2. (а) – Осциллограмма и (б) – спектр сигнала “маяка” на первом канале приемного модуля ВСА-2 после низкочастотной фильтрации, а также (в) – оценки по акустическим сигналам направлений на “маяк” антеннами ВСА-1, ВСА-2 и ВСА-3.

и в процессе длительного эксперимента вращались вокруг вертикальной оси. Для устранения связанных с вращением ВСА смещений непрерывно регистрировался пеленг на стационарный излучатель “маяк”. Поэтому сигналы широкополосного излучателя “маяк” (рис. 2) включены в общую схему обработки в качестве опорных для учета при пеленговании движущегося робота.

Направление на движущийся источник сигналов в системе координат, совмещенной с географическими координатами, рассчитывалось как разность между направлением на “маяк”, местоположение которого при проведении эксперимента известно, и найденным в собственной системе координат направлением на робота. Так как координаты маяка и антенн известны, то определялись и координаты робота.

На рис. 2 изображены временная реализация опорного сигнала (рис. 2а) и его спектр на одиночном приемнике (рис. 2б). На рис. 2в представлены оценки направления на “маяк” приемными антеннами ВСА-1, 2 и 3 в зависимости от времени наблюдения. Видно, что в принятых сигналах на фоне помех отчетливо выделяется ЛЧМ-сигнал “маяка” в полосе частот 6.0–6.5 кГц длительностью 30 мс, с интервалом между импульсами 0.9 с.

Оценки направлений на “маяк” и движущийся источник выполнены независимо в собственных системах координат каждой из трех приемных систем. Это позволяет для каждого модуля отдельно установить наличие вращательного движения модулей вокруг вертикальной оси и учитывать его при пеленговании движущегося источника. Видно, что все модули подвержены вращению, однако характер этих процессов различен, возможно, из-за различия подводных течений в разных точках постановки или некоторого различия схемы подвески и амортизации антенн. Модуль ВСА-1 и по большей части ВСА-3 в процессе работы в период с 08:20 по 10:00 монотонно, с замедлением вращались вокруг своей оси. Далее вращение прекращалось. Вращение модуля ВСА-2 имеет скорее хаотический характер с достаточно большим разбросом.

МОДЕЛИ СИГНАЛОВ И АЛГОРИТМЫ ОБРАБОТКИ

Сигналы, принимаемые ВСА, состоящей из M векторно-скалярных модулей, представим в виде вектора-строки:

$$\mathbf{U} = (\mathbf{P}, \mathbf{V}_x, \mathbf{V}_y, \mathbf{V}_z), \quad (1)$$

где $\mathbf{P}$, $\mathbf{V}_x$, $\mathbf{V}_y$, $\mathbf{V}_z$ – векторы размерностью M , компоненты которых соответствуют сигналам, принимаемым ВСА. Для звукового давления это $\mathbf{P} = (P_1, P_2, \dots, P_M)$. Для $\mathbf{V}_i$ – это сигналы,

пропорциональные соответствующей проекции колебательной скорости, выраженные в эквивалентных единицах давления плоской звуковой волны путем домножения значений колебательной скорости на волновое сопротивление среды ρc [14].

Будем считать, что измеряемые сигналы представляют собой широкополосные стационарные случайные процессы, распределенные по нормальному закону. Как известно, для гауссовых процессов с нулевым математическим ожиданием статистика измерений полностью определяется матрицей ковариаций $\mathbf{K} = \langle \mathbf{U}\mathbf{U}^* \rangle$, имеющей блочный вид и размерность $4M \times 4M$:

$$\mathbf{K} = \begin{pmatrix} \mathbf{P}\mathbf{P}^* & \mathbf{P}\mathbf{V}_x^* & \mathbf{P}\mathbf{V}_y^* & \mathbf{P}\mathbf{V}_z^* \\ \mathbf{V}_x\mathbf{P}^* & \mathbf{V}_x\mathbf{V}_x^* & \mathbf{V}_x\mathbf{V}_y^* & \mathbf{V}_x\mathbf{V}_z^* \\ \mathbf{V}_y\mathbf{P}^* & \mathbf{V}_y\mathbf{V}_x^* & \mathbf{V}_y\mathbf{V}_y^* & \mathbf{V}_y\mathbf{V}_z^* \\ \mathbf{V}_z\mathbf{P}^* & \mathbf{V}_z\mathbf{V}_x^* & \mathbf{V}_z\mathbf{V}_y^* & \mathbf{V}_z\mathbf{V}_z^* \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Здесь символ “*” означает эрмитово сопряжение. Каждый из четырех диагональных блоков этой матрицы описывает ковариационные зависимости между одноименными компонентами ВСА, а недиагональные блоки – их взаимную ковариацию. Размерность матрицы равна $M = 133$, а размерность отдельных диагональных блоков определяется числом соответствующих скалярных и векторных приемных каналов в приемной антенне.

Для оценки направления на источник рассчитывался пространственный спектр известным методом Бартлетта [16]

$$\Phi(\theta) = \mathbf{B}^*(\theta)\hat{\mathbf{K}}\mathbf{B}(\theta), \quad (3)$$

где $\mathbf{B}(\theta)$ – сканирующий вектор, компоненты которого обеспечивают когерентное сложение сигнала, представляющего собой плоскую волну, $\hat{\mathbf{K}}$ – оценка ковариационной матрицы принимаемых сигналов, полученная на последовательности реализаций конечной длины, когда наблюдение можно считать квазистационарным.

В данной работе сравнивались три метода обработки. Стандартный метод обработки применялся для скалярной цилиндрической приемной антенны – регистрировались сигналы только от приемников давления (метод Р). В данном случае матрица ковариаций имеет вид $\hat{\mathbf{K}}_P = \mathbf{P}\mathbf{P}^*$, а сканирующий вектор определяется как

$$\mathbf{B}_P^T(\theta) = (\exp(jkx_1 \cos \theta), \exp(jkx_2 \cos \theta), \dots, \exp(jkx_M \cos \theta))^T. \quad (4)$$

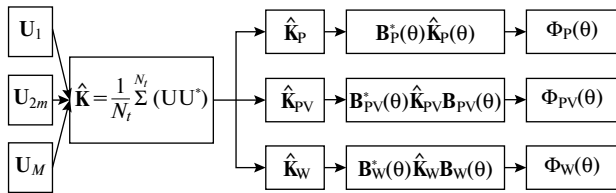


Рис. 3. Блок-схема алгоритмов обработки входных сигналов тремя методами.

В векторно-скалярном методе обработки (методе PV) по аналогии с традиционно используемым подходом для скалярных антенн блочная матрица ковариаций $\hat{\mathbf{K}}$ для векторно-скалярной приемной антенны, состоящей из M векторно-скалярных модулей, строится в виде $\hat{\mathbf{K}}_{PV} = \mathbf{U}\mathbf{U}^*$, где вектор $\mathbf{U}$ определяется соотношением (1) и имеет размерность $4M \times 4M$. В этом случае сканирующие вектора задаются в виде

$$\mathbf{B}_{PV}(\theta) = (1, \cos \theta \sin \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \phi)^T \otimes \mathbf{B}_P(\theta). \quad (5)$$

Рассмотрен также метод, который использует только компоненты, построенные по потоку акустического поля (метод W). Матрица ковариаций преобразуется таким образом, что в ней присутствуют только компоненты потока PV_r^* ($r = x, y, z$):

$$\hat{\mathbf{K}}_W = \mathbf{P}V_x^* \oplus \mathbf{P}V_y^* \oplus \mathbf{P}V_z^*. \quad (6)$$

Символ “ $\oplus$ ” обозначает прямую сумму квадратных матриц. Пространственный спектр для данного подхода рассчитывался как

$$\Phi_{I,W}(\theta) = \mathbf{B}_P^*(\theta) \mathbf{P}V_x^* \mathbf{B}_x(\theta) \oplus \mathbf{B}_P^*(\theta) \mathbf{P}V_y^* \mathbf{B}_y(\theta) \oplus \mathbf{B}_P^*(\theta) \mathbf{P}V_z^* \mathbf{B}_z(\theta). \quad (7)$$

Блок-схема алгоритма обработки входных сигналов представлена на рис. 3. На рисунке видно,

что все три способа обработки выполняются по одним и тем же временным реализациям сигналов, принятых векторно-скалярной антенной.

ОЦЕНКА КООРДИНАТ ДВИЖУЩЕГОСЯ РОБОТА

Предварительная оценка глубины стационарного излучателя “Маяк”

Как отмечалось выше, на первом этапе эксперимента проверялась точность метода оценки глубины. Причем проверка производилась путем перебора только по глубине, поскольку расстояние между излучателем “маяк” и ВСА-2 было известно по данным высокоточного позиционирования с использованием GPS. Для обработки использовались сигналы “маяка”, который кроме ЛЧМ-сигнала через каждые 5 с излучал полигармонический сигнал длительностью 0.03 с (рис. 4а), состоящий из 10 гармоник (рис. 4б), в той же полосе частот (6013, 6103, 6229, 6311, 6397, 6475 Гц и др.). Его обработка позволила при известной дальности (1140 м) определить глубину излучателя – 32 м, что практически совпадает с истинной глубиной постановки излучателя “маяка” (30 м). Эта глубина соответствует первому максимуму автокорреляционной функции на 24 тиках (рис. 4в).

При оценке глубины использовалась информация о вертикальном распределении скорости звука (ВРСЗ) и лучевой структуре звуковых сигналов в районе работ (рис. 5). На рис. 5 хорошо видно, что при проведении экспериментов в зимних условиях наблюдается ярко выраженный приповерхностный канал. Донными отражениями при малых глубинах приема и излучения можно пренебречь, что упрощает оценку глубины и АМ, и МР.

Оценка координат излучателя движущегося робота

При регистрации сигналов от движущегося робота через заданные промежутки времени всеми

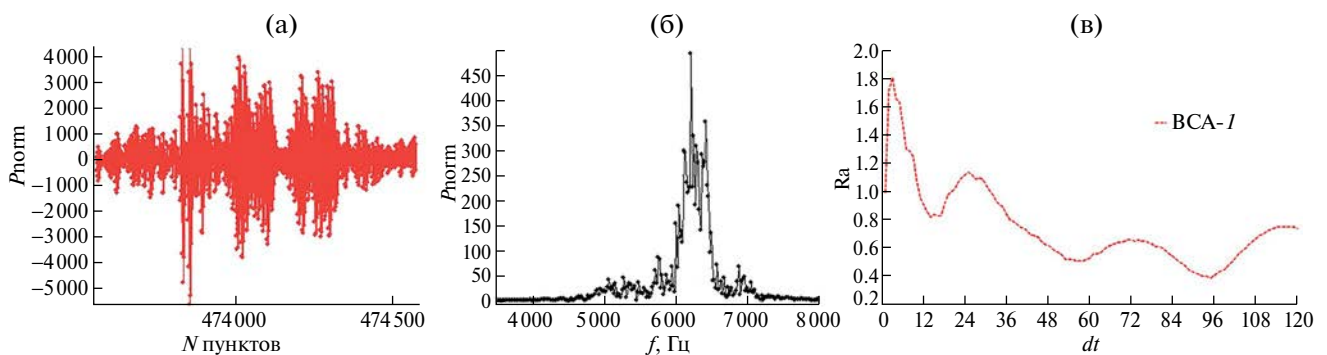


Рис. 4. (а) – Реализация, (б) – спектр и (в) – автокорреляционная функция полигармонического сигнала.

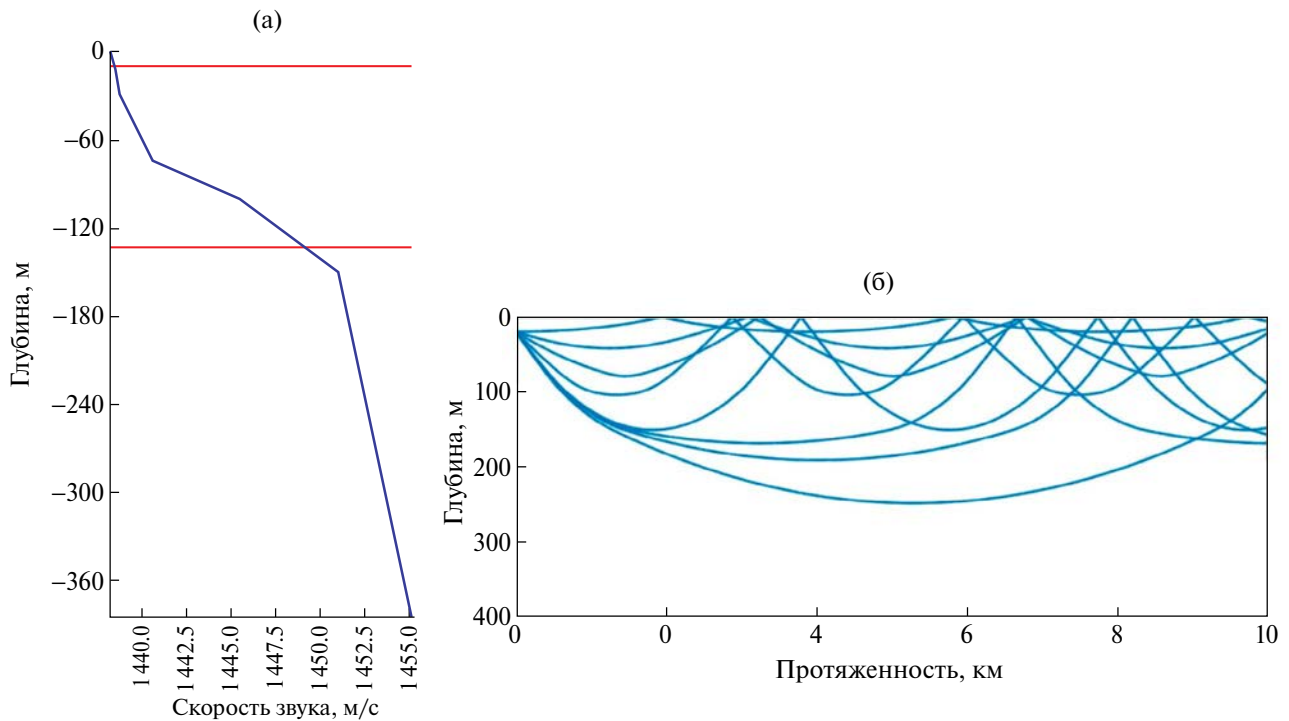


Рис. 5. (а) — Зависимость ВРСЗ от глубины в месте проведения экспериментальных работ и (б) — пример лучевой структуры сигнала.

антеннами принимаются широкополосные сигналы. На рис. 6 представлены выборочные осциллограммы на двух временных интервалах (рис. 6а, 6в, 6д) и спектры сигналов (рис. 6б, 6г, 6е) на трех приемных модулях.

На рис. 7 представлены пространственные спектры, рассчитанные методом Барлетта, при суммарном воздействии окружающих помех и сигналов от “маяка” или движущегося МР. Пространственные спектры нормируются на максимальное значение выходного спектра для каждого из методов обработки и приведены в географической системе координат антенны с использованием оценки пеленга на “маяк” (формулы (3)–(7)).

Из анализа пространственных спектров видно, что метод, работающий только с компонентами потока акустического поля (метод W), позволяет добиться наименьшей ширины главного лепестка, соответствующего направлению на движущийся источник, и наибольшего превышения уровня главного лепестка над уровнем бокового фона. Кроме того, этот метод, в отличие от методов, работающих только со скалярной компонентой поля (метод Р) или работающим со всеми скалярными и векторными компонентами (метод РV), совсем не имеет бокового поля и даже слабых лепестков, которые могут быть классифицированы как ложные цели. Как следствие, в исследуемые моменты наблюдения

за роботом обеспечивается однозначность пеленгования и целеуказания, что существенно упрощает идентификацию и оценку координат источника. Видно также, что скалярные антенны обладают меньшей направленностью (рис. 7б, 7г, 7е).

Результаты расчетов по формулам (3)–(7) направлений во время движения источника для каждой антенны представлены на рис. 8 двумя короткими отрезками траекторий, соответствующими интервалам излучения сигналов излучателем, установленным на роботе. Для сравнения точками показаны направления на “маяк” (непрерывные прямые).

Изменяющиеся во времени координаты робота в горизонтальной плоскости с учетом вращения антенн определялись методом триангуляции в каждый момент времени рассматриваемых интервалов. Пример такого расчета представлен на рис. 9. Отметим, что каждый модуль работал автономно и определял пеленг в своей системе координат. Объединение информации происходило для каждого измеренного пеленга на движущийся робот с учетом оценок пеленга на неподвижный “маяк”, что позволяло внести поправки при наличии вращения антенн.

На рис. 8 и 9 заметно плавное изменение пеленга за период наблюдения, особенно это видно на рис. 8в для антенны ВСА-3, которая ближе всего расположена к движущемуся и излучающему объекту (роботу).

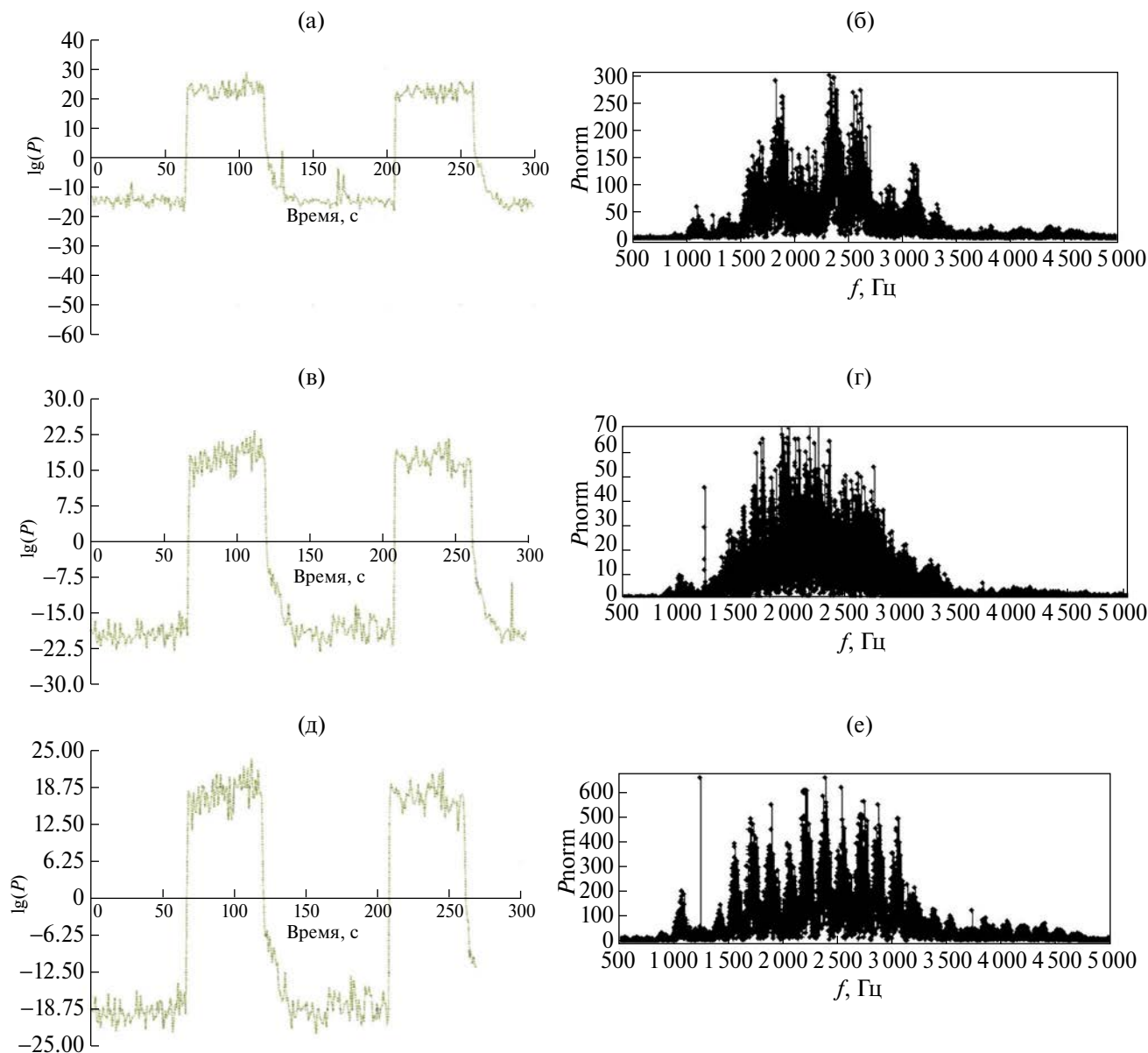


Рис. 6. Осциллограммы сигналов в полосе от 500 до 5000 Гц и их спектры на первом приемном элементе для антенн (а), (б) – VCA-1, (в), (г) – VCA-2 и (д), (е) – VCA-3.

Можно также отметить, что на рис. 6 хорошо видно, что на VCA-3 – самой близко расположенной к роботу (см. рис. 9) антенне – уровень принятого сигнала максимальный.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГЛУБИНЫ ДВИЖУЩЕГОСЯ РОБОТА

Анализ показал, что периоды интерференции сигнала для выбранных частот и временных интервалов, но на разных антеннах, различаются. Это объясняется тем, что в эти интервалы времени расстояния

от МР до разных приемных антенн различны. На рис. 10 представлены огибающие автокорреляционной функции на первых приемных элементах для модулей VCA-1, VCA-2 и VCA-3. На рисунках для автокорреляционной функции по оси ОХ показано смещение, которое при расчетах задавалось в “тиках”, а затем пересчитывалось в метры (dr), исходя из частоты квантования (19520 Гц) и средней скорости распространения звука в среде на глубинах волновода до 200 м (около 1445.6 м/с).

По положениям первых максимумов автокорреляционной функции определены разности хода

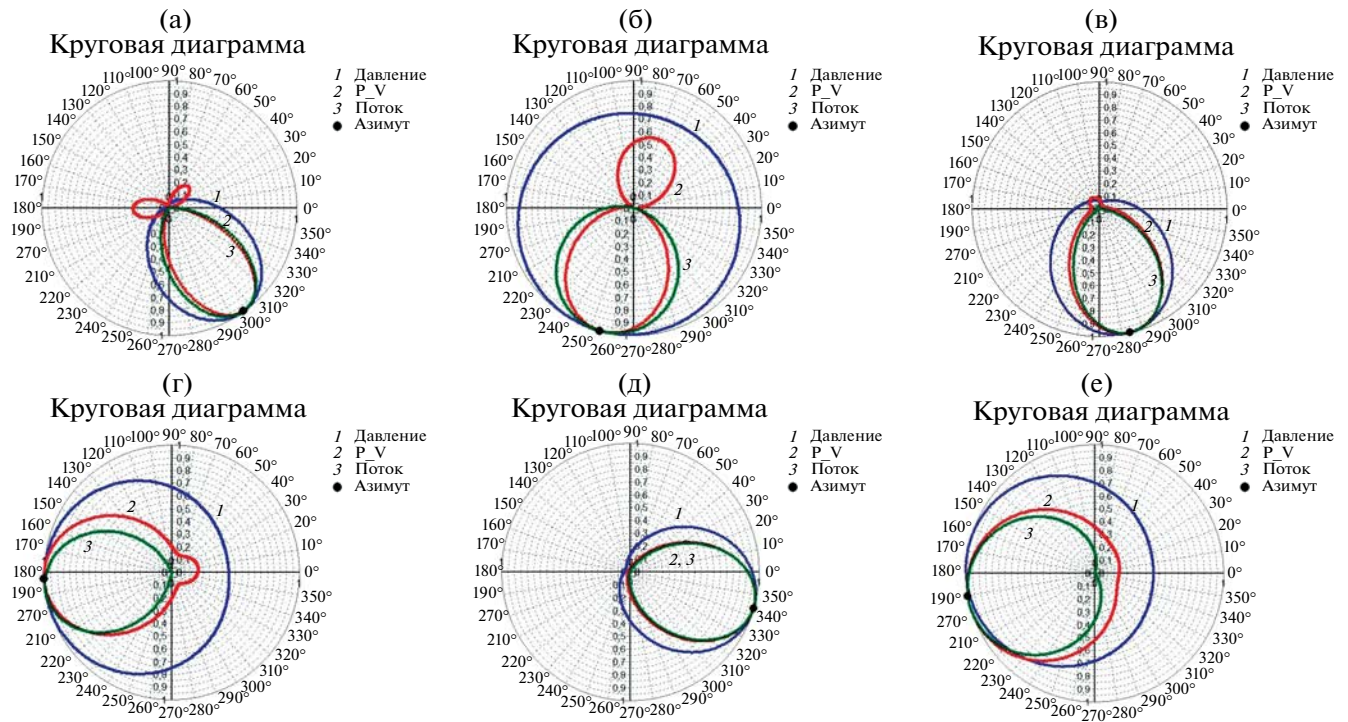


Рис. 7. Примеры оценки направлений на источники сигналов приемными модулями (а), (б) – BSA-1, (в), (г) – BSA-2, (д), (е) – BSA-3: (а), (в), (д) – направления на “маяк” и (б), (г), (е) – на источник МР.

сигналов, приходящих по прямому и отраженному от свободной поверхности лучам, которые в среднем равны 2.27, 2.3 и 1.32 м для антенн BSA-1, BSA-2 и BSA-3 соответственно. С учетом расстояний от источника до приемных модулей (рис. 8 и 9) и для двухлучевой модели распространения сигнала такая разность хода соответствует источнику, находящемуся на глубинах 103–104 м (по измерениям на антеннах BSA-1 и BSA-2) и 107 м (антенна BSA-3). Оценки глубин получены путем усреднения за время наблюдения по всем приемникам и оказались достаточно устойчивыми во времени и близкими к реальной глубине размещения и движения робота – в заданных условиях проведения морского эксперимента около 90–95 м.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для определения направления на источник сигнала использовался метод Бартлетта, реализация которого выполнялась во временной области, что намного упростило его техническую реализацию. В рамках данного метода наилучшее разрешение, минимальный уровень шумового фона и отсутствие боковых лепестков показал метод обработки, использующий компоненты потока акустической мощности. Векторно-скалярная обработка также позволяет выполнить

оценку пеленга на движущийся источник с достаточной точностью. Причем, также производится однозначная оценка пеленга – без бокового поля и “заднего лепестка”, характерного на низких частотах для скалярных антенн.

Если известны географические координаты размещенных в пространстве приемных антенн, то координаты робота в горизонтальной плоскости определяются достаточно просто – с использованием триангуляционного метода. Но для устранения вероятных смещений пеленга и координат использовался опорный сигнал, излучаемый внешним излучателем (“маяком”), координаты которого также были известными.

В глубоком море, когда отраженные от дна сигналы приходят ослабленными, а локальные наклоны отражающей донной поверхности не известны, рассчитать погружение источника, находящегося в ближней освещенной акустической зоне, можно с учетом только разности прихода сигналов по прямым водным лучам и лучу, отраженному от свободной поверхности. Относительная задержка сигнала, приходящего по отраженному от поверхности лучу, определяется по кепстру или по смещению максимумов автокорреляционной функции [10, 12, 13]. А сама автокорреляционная функция может рассчитываться по временным задержкам, что упрощает ее вычисление.

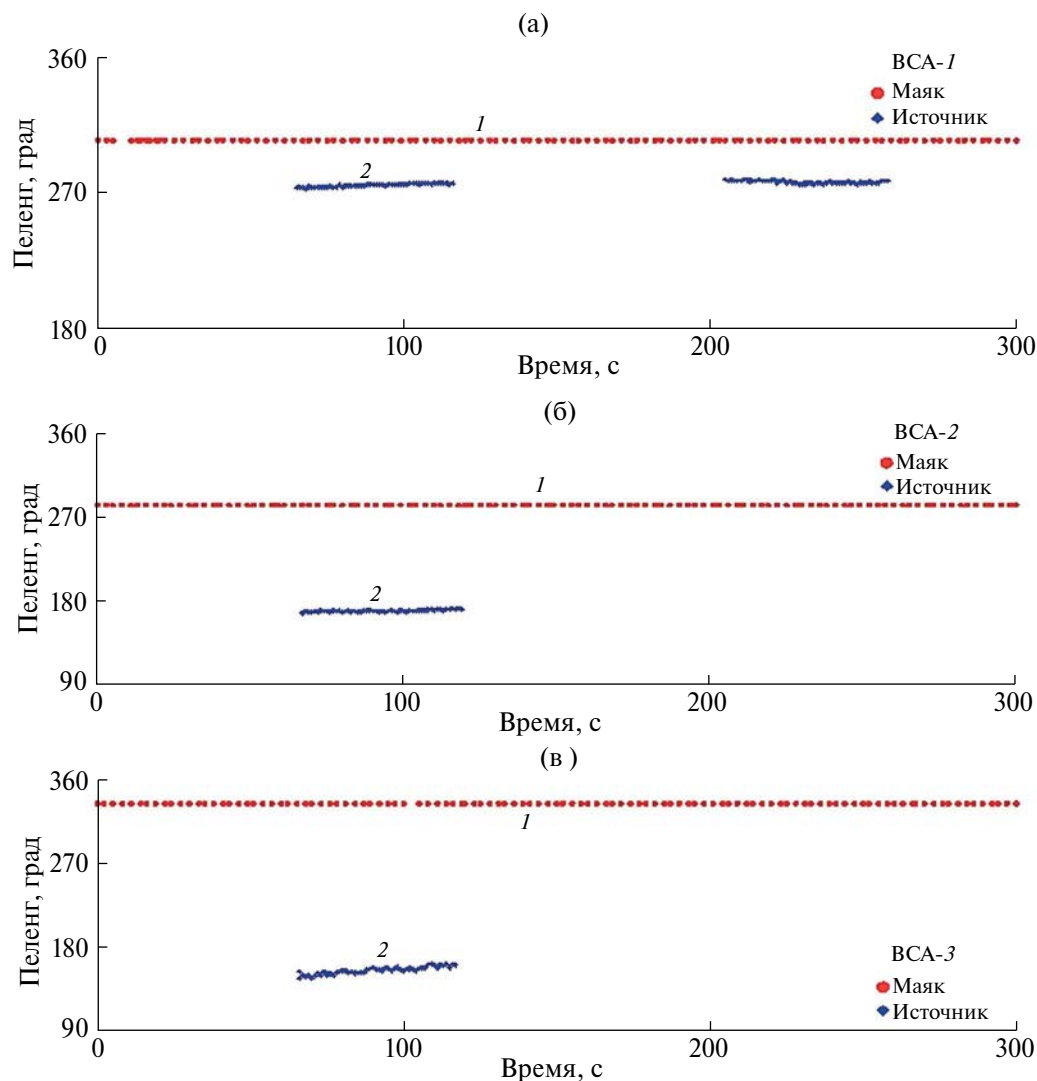


Рис. 8. Направления на источники сигналов, измеренные приемными модулями (а) – ВСА-1, (б) – ВСА-2, (в) – ВСА-3.

Таким образом, в работе показана принципиальная возможность определения трех пространственных координат движущегося робота с использованием искусственного излучателя, установленного на корпусе, и разнесенных в пространстве векторно-скалярных антенн. Используются и рекомендуются алгоритмы обработки, которые не требуют больших вычислительных затрат, что делает их приемлемыми для систем непрерывного сопровождения роботов в процессе выполнения ими практических работ. Но для оценки координат и сопровождения МР в реальном времени сигналы, принятые каждой антенной после оцифровки под водой, необходимо обрабатывать также под водой – в автономном процессоре. Формализованные результаты обработки должны в реальном времени передаваться по радио- или

гидроакустическому каналу на единый пункт сбора информации, где производится групповая обработка и строится траектория движения робота. Для реализации такого варианта обработки под водой следует разработать “автономный подводный автомат” и использовать высокопроизводительную систему передачи информации. В автомате могут применяться разработанные алгоритмы.

Полученные в статье результаты позволяют надеяться на успешность решения этой задачи и целесообразность разработки указанных выше технических средств.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы “Акустика мелкого моря, нелинейная акустическая диагностика, нелинейная динамика волн” (номер гос. регистрации АААА-А18-118021390174-1).

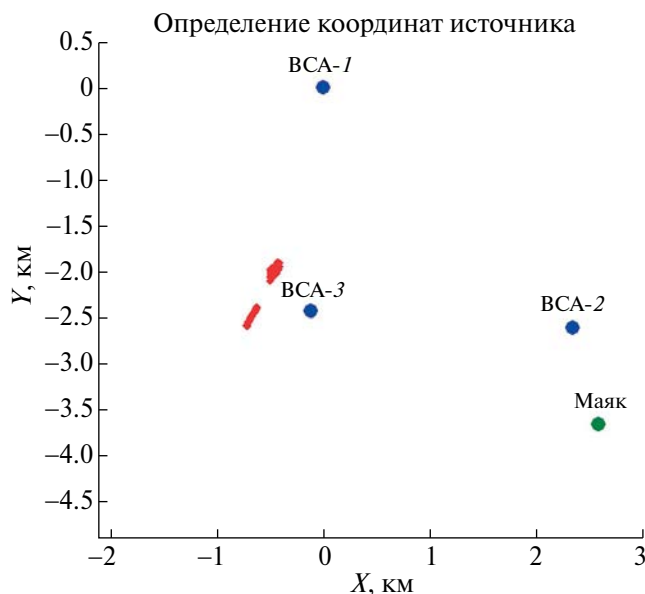


Рис. 9. Схематичное расположение приемно-излучающей аппаратуры и координаты движущегося источника в период наблюдения в зоне 220 с.

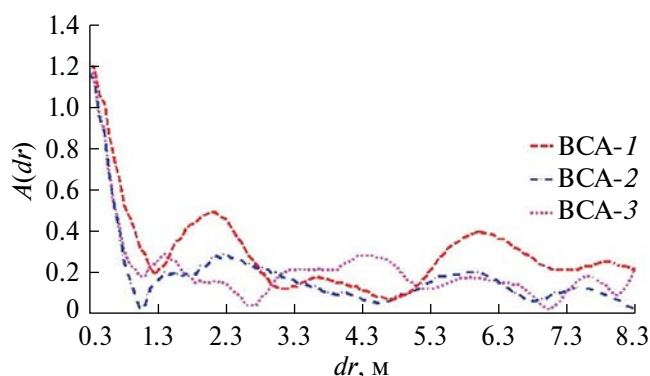


Рис. 10. Зависимости автокорреляционной функции от смещения задержек между лучами для BSA-1, BSA-2 и BSA-3.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Агеев М.Д., Киселев Л.В., Матвиенко Ю.В. и др. Автономные подводные роботы. Системы и технологии / Под ред. акад. Агеева М.Д. М.: Наука, 2005. 398 с.
2. Сиденко К.С., Илларионов Г.Ю. Автономные необитаемые подводные аппараты — техника двойного назначения // Двойные технологии. 2008. № 4. С. 16–27.
3. Илларионов Г.Ю. Противоминные необитаемые подводные аппараты. Владивосток: Изд-во ДВГУ, 1991. 118 с.
4. Securing Ports with Underwater Robots, Ocean News and Technology, May–June 2004.
5. Инюкина А.М., Шейнман Е.Л. Оценка координат и параметров движения объектов, обнаруженных различными средствами подводного наблюдения // Гидроакустика. 2021. Вып. 45. № 1. С. 34–40.
6. Захаров Ю.В., Коданев В.П. Экспериментальные исследования акустической системы передачи информации с шумоподобными сигналами / Акуст. журн. 1994. Т. 40. № 5. С. 799–808.
7. Курьянов Б.Ф., Пенкин М.М. Цифровая акустическая связь в мелком море для океанологических применений // Акуст. журн. 2010. Т. 56. № 2. С. 245–255.
8. Baggeroer A.B. Why did applications of MFP fail, or did we not understand how to apply MFP? // Proc. 1st Int. Conf. and Exhib. Underwater Acoustics / Eds. Papadakis J.S., Bjorno I., Corfu Island, Greece, 2013.
9. Сазонтов А.Г., Малеханов А.И. Согласованная пространственная обработка сигналов в подводных звуковых каналах (обзор) // Акуст. журн. 2015. Т. 61. № 2. С. 233–253.
10. Какалов В.А. О реализации согласованной со средой обработки гидроакустического сигнала от источника // Гидроакустика. 2021. Вып. 45. № 1. С. 68–76.
11. Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Prosovetskiy D.Yu. Wave method for estimating the sound source depth in an oceanic waveguide // Phys. Wave Phenom. 2016. V. 24. № 4. P. 310–316.
12. Пересёлков С.А., Кузькин В.М., Кузнецов Г.Н., Просовецкий Д.Ю., Ткаченко С.А. Интерференционный метод оценки координат движущегося шумового источника в мелком море с использованием высокочастотных сигналов // Акуст. журн. 2020. Т. 66. № 4. С. 437–445.
<https://doi.org/10.31857/S0320791920040085>
13. Кузнецов Г.Н. Проблемы оценки приведенной шумности движущихся объектов в мелком море // Труды Всероссийской научно-технической конференции “Метрология гидроакустических измерений” (25–27 сентября 2013 г., Менделеево). Менделеево: ФГУП “ВНИИФТРИ”, 2013. Т. 1. С. 57–74.
14. Гордиенко В.А. Векторно-фазовые методы в акустике. М.: Физматлит, 2007. 480 с.
15. Белова Н.И., Кузнецов Г.Н. Пеленгование широкополосных источников в мелком море с использованием результатов оценки координат скалярной антенны и ориентации векторно-скалярных приемников // Гидроакустика. 2015. Вып. 22. № 2. С. 32–42.
16. Марпл С.Л. Цифровой спектральный анализ и его приложения. М.: Мир, 1990. 584 с.

Estimation of Coordinates of Mobile Marine Robots Using Vector-Scalar Antennas Permanently Installed in a Waveguide

G. M. Glebova¹, G. A. Zhbakov¹, G. N. Kuznetsov^{2, *}

¹Southern Federal University, Rostov-on-Don, 344006 Russia

²A.M. Prokhorov General Physics Institute of RAS, Moscow, 119991 Russia

**e-mail: skbmortex@mail.ru*

An experimental verification of the possibility of estimating the coordinates of a mobile marine robot using small-sized vector-scalar antennas spaced apart in space, a broadband emitter placed on board the robot, and a remote polyharmonic permanently installed emitter – a “beacon”, which is used to eliminate bearing shifts caused by rotation receiving antennas under the action of underwater currents. It is shown that the use of technical means installed in the waveguide makes it possible to solve the triangulation problem and determine the horizontal coordinates of the robot, while taking into account the ray structure provides an estimate of the depth.

Keywords: mobile robot, artificial emitters installed on board, vector-scalar modules spaced apart in space, triangulation, evaluation of three coordinates of the robot.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДИСТАНЦИИ ДО ПОДВОДНОГО ИСТОЧНИКА В УСЛОВИЯХ ДАЛЬНИХ ЗОН АКУСТИЧЕСКОЙ ОСВЕЩЕННОСТИ

© 2024 г. И. Е. Лободин^а, А. И. Машошин^{а, *}

^аАО “Концерн “ЦНИИ “Электронприбор”, ул. Малая Посадская 30, Санкт-Петербург, 197046 Россия

*e-mail: aimashoshin@mail.ru

Поступила в редакцию 22.04.2022 г.

После доработки 18.09.2023 г.

Принята к публикации 19.12.2023 г.

Обоснован алгоритм определения дистанции до шумящих источников в пассивном режиме работы шумопеленгаторной станции в условиях дальних зон акустической освещенности (ДЗАО), которые наблюдаются в большинстве глубоководных районов Мирового океана. Алгоритм базируется на известной закономерности формирования в условиях ДЗАО лучевой структуры акустического поля сигнала источника на входе приемной антенны. Эта закономерность состоит в том, что при вхождении источника в ДЗАО путем пересечения ее ближней границы максимум энергии его сигнала приходит на антенну по лучам с отрицательными углами скольжения, а при вхождении источника в ДЗАО путем пересечения ее дальней границы — по лучам с положительными углами скольжения. Оценена точность определения дистанции с использованием предложенного алгоритма в случае обнаружения надводного и подводного источника.

Ключевые слова: гидроакустика, дальние зоны акустической освещенности, лучевая структура поля сигнала, определение дистанции до источника сигнала

DOI: 10.31857/S0320791924020091, **EDN:** YNGCQA

ВВЕДЕНИЕ

Одной из актуальных практических задач гидроакустики является определение дистанции до источника звука в пассивном режиме работы шумопеленгаторной станции (ШПС). Наибольшую остроту эта задача приобретает применительно к гидроакустическим условиям дальних зон акустической освещенности (ДЗАО), поскольку условия ДЗАО наблюдаются в большинстве глубоководных районов Мирового океана [1, 2].

Трудность определения дистанции до источника в условиях ДЗАО объясняется тем, что известные пассивные методы определения дистанции, обзор которых приведен в [3], в этих условиях не обеспечивают нужной точности ввиду больших расстояний между источником и приемником и малых отношений сигнал/помеха (ОСП), препятствующих измерению ряда информативных параметров сигнала, либо вообще не работоспособны. Остановимся на данном тезисе подробнее.

Энергетический метод позволяет определить дистанцию, в лучшем случае, с точностью до номера ДЗАО. Трудность применения спектрального

метода состоит в недостаточной эффективной ширине спектра сигнала, принимаемого на большом расстоянии от источника. Условием использования лучевого и вертикального разностно-дальномерного методов является высокоточное определение углов прихода в вертикальной плоскости сигнала источника, что на практике при приеме сигнала на больших дистанциях реализовать затруднительно. Скорость изменения горизонтального угла прихода сигнала (пеленга) не является информативной, поскольку на рассматриваемых дистанциях ошибка измерения пеленга, как правило, превышает величину его изменения за время наблюдения. Для применения горизонтального разностно-дальномерного метода необходимо наличие нескольких приемных антенн, разнесенных по горизонту на величину, составляющую не менее 5% от измеряемой дистанции, что возможно только при использовании специфических приемных систем.

Данный анализ приводит к выводу о необходимости разработки применительно к условиям ДЗАО специального метода пассивного определения дистанции до источника. В статье приводятся результаты разработки такого метода.

1. ОБОСНОВАНИЕ МЕТОДА

Явление ДЗАО или зон конвергенции было открыто в середине прошлого века [4, 5] и с тех пор продолжает изучаться [6–15].

Для существования ДЗАО должны выполняться следующие условия [10]:

- глубина моря более 2 км;
- наличие подводного звукового канала (ПЗК);
- скорость звука на глубинах погружения источника и приемника должна быть меньше скорости звука у дна;
- источник или приемник должен находиться по глубине вне ПЗК.

Условия ДЗАО характеризуются чередованием зон акустической освещенности и зон акустической тени, привязанных к местоположению приемника и движущихся вместе с ним. Первая зона освещенности с протяженностью в несколько километров, примыкающая к местоположению приемника, носит название ближней зоны освещенности, остальные зоны освещенности называются дальними

зонами акустической освещенности и нумеруются. 1-я ДЗАО в зависимости от глубины залегания оси ПЗК и глубин источника и приемника располагается на расстоянии от 40 до 70 км от приемника, причем ширина 1-й ДЗАО возрастает с величиной заглубления приемника. Ширина последующих ДЗАО увеличивается относительно ширины 1-й ДЗАО кратно своему номеру. В результате, начиная с некоторого номера, ДЗАО сливаются, образуя сплошную акустическую освещенность. Отдельные ДЗАО могут расщепляться на две.

Рассмотрение различных подходов к решению поставленной задачи привело к выводу, что решение следует искать в особенностях распространения акустического сигнала в условиях ДЗАО.

Рассмотрим известный механизм формирования на входе приемника лучевой структуры сигнала источника и шумов моря в условиях ДЗАО [10].

Для конкретности выберем одни из наиболее распространенных условий ДЗАО с глубиной залегания оси ПЗК около 800 м, характерные для центральной части Тихого океана [1].

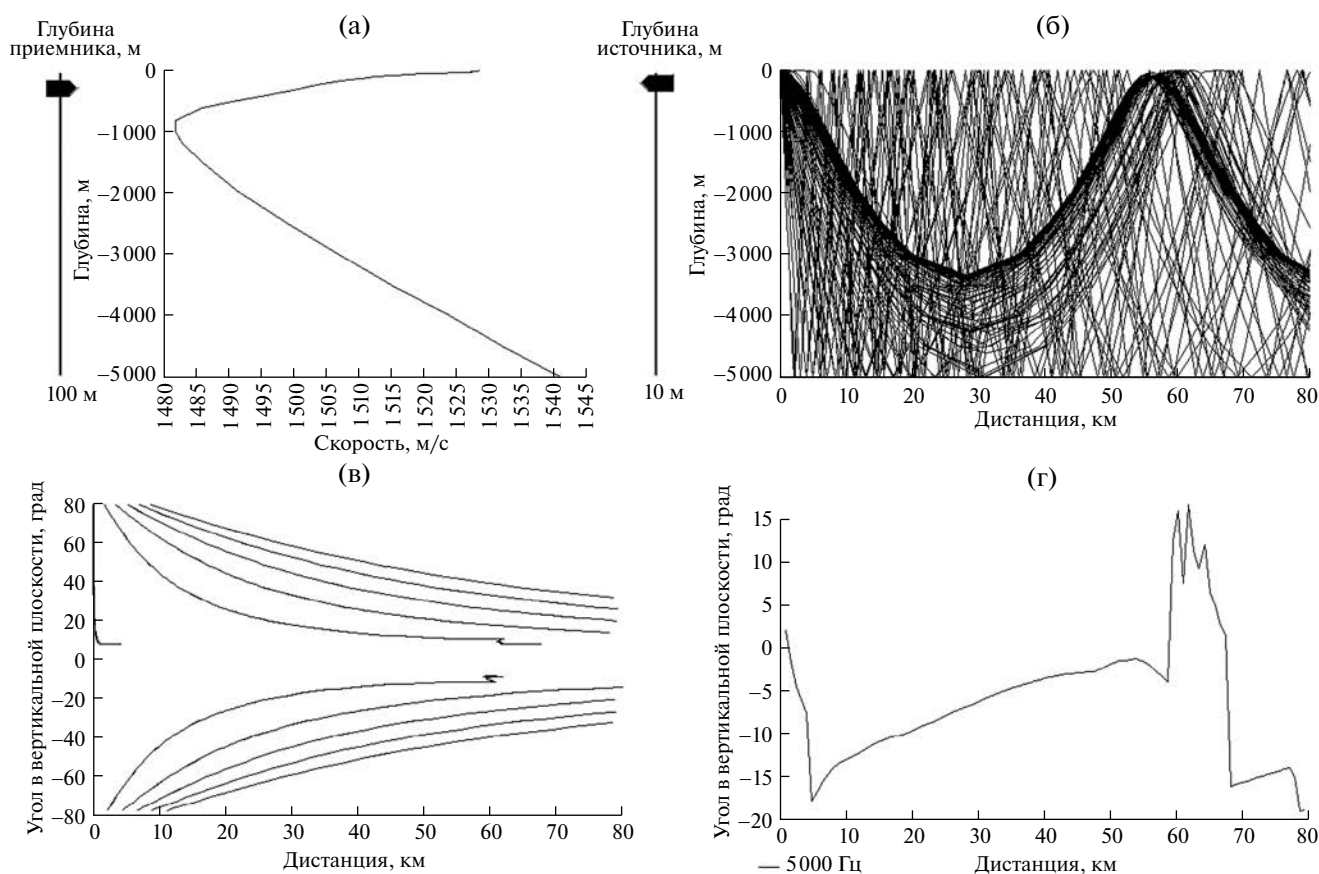


Рис. 1. Лучевая структура в условиях ДЗАО поля сигнала источника, находящегося на глубине 10 м, на входе приемника, расположенного на глубине 100 м. (а) – ВРСЗ, (б) – лучевая картина поля сигнала на входе приемника, (в) – угловая структура поля сигнала, (г) – аномалия распространения сигнала.

Соответствующее этим условиям вертикальное распределение скорости звука (ВРСЗ) изображено на рис. 1а и 2а.

На рис. 1б, 1в, 1г и 2б, 2в, 2г изображена рассчитанная с использованием лучевой программы [16] лучевая структура сигнала источника на входе приемника, охватывающая интервал расстояний между источником и приемником от 0 до 80 км, включающий ближнюю и 1-ю ДЗАО. На рис. 1 глубины источника и приемника составляют 10 и 100 м соответственно, на рис. 2 — 100 и 400 м. На рис. 1б и 2б приведены траектории лучей, распространяющихся от источника к приемнику. По оси абсцисс отложено расстояние между источником и приемником, по оси ординат — глубина. Причем, чтобы сделать траектории лучей различимыми, на рисунок нанесена траектория только каждого пятого из пятисот рассчитанных лучей.

На рис. 1в и 2в изображена угловая структура поля сигнала источника на входе приемника. Ось абсцисс — расстояние между источником и приемником, ось ординат — угол скольжения луча на входе приемника.

На рис. 1г и 2г приведена зависимость от расстояния между источником и приемником суммарной аномалии всех лучей, пришедших на вход приемника.

При совместном рассмотрении графиков, приведенных на каждом рисунке, можно сделать следующие выводы.

Несмотря на значительное количество лучей, пришедших на вход приемника на всех дистанциях, вклад большинства лучей в суммарную интенсивность сигнала невелик ввиду потери энергии лучей при многократных отражениях от дна и поверхности, что проявляется в виде низких величин суммарной аномалии на протяжении большей части дистанций. Аномалия резко возрастает на так называемых каустиках, находящихся в начале и середине ДЗАО и характеризующихся поступлением на вход приемника водных и однократно отразившихся от поверхности моря лучей с практически одинаковыми углами скольжения. При этом на ближней границе ДЗАО каустика формируется лучами, пришедшими снизу, а в середине ДЗАО — лучами, пришедшими сверху

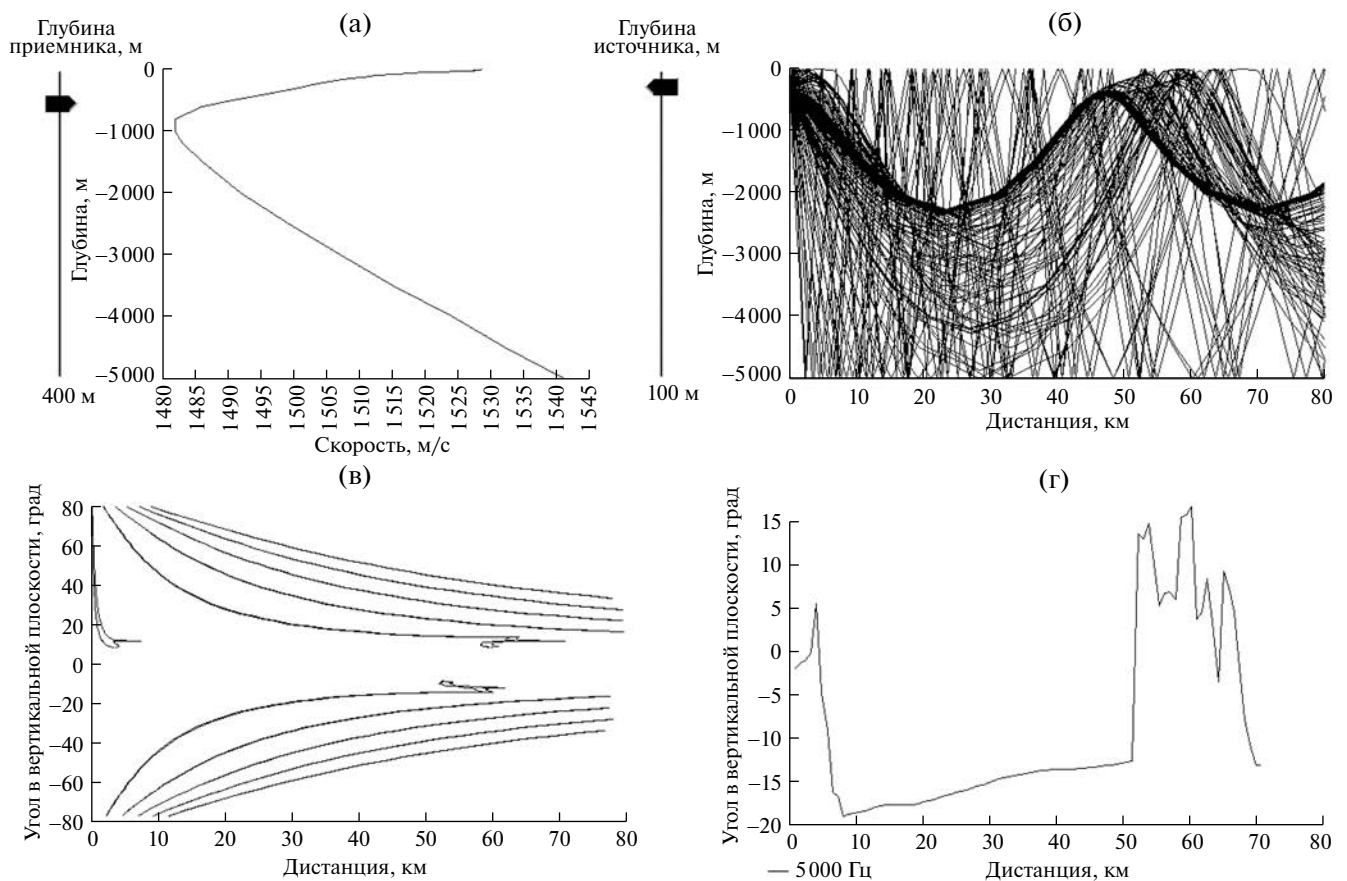


Рис. 2. Лучевая структура в условиях ДЗАО поля сигнала источника, находящегося на глубине 100 м, на входе приемника, расположенного на глубине 400 м. (а) — ВРСЗ, (б) — лучевая картина поля сигнала на входе приемника, (в) — угловая структура поля сигнала, (г) — аномалия распространения сигнала.

относительно горизонтальной плоскости. Это хорошо видно по нижним графикам. На рис. 1, соответствующем глубине источника 10 м и глубине приемника 100 м, до дистанции 58.9 км имеет место зона тени, которая сменяется зоной освещенности при появлении на входе приемника двух лучей с высокой энергией с углом скольжения минус 8.3° . На дистанции 61.5 км эти лучи исчезают, но появляются два новых луча с высокой энергией с углом скольжения плюс 8.3° , которые существуют вплоть до дистанции 66 км, соответствующей дальней границе 1-й ДЗАО. На рис. 2, соответствующем глубине источника 100 м и глубине приемника 400 м, наблюдается аналогичная картина: на дистанции 52.3 км появляются два луча с высокой энергией с углами скольжения минус 11.9° , которые существуют до дистанции 59.1 км, на которой вместо них появляются два луча с высокой энергией с углом скольжения плюс 11.9° , которые существуют до дистанции 67.3 км, соответствующей дальней границе 1-й ДЗАО. Описанные закономерности сохраняются и для других ДЗАО.

Из проведенного рассмотрения следует важный вывод, заключающийся в том, что, обнаружив источник сигнала, вошедший в ДЗАО, по знаку угла прихода максимума его сигнала можно определить, через ближнюю либо дальнюю границу он вошел в ДЗАО. А поскольку расстояние до границ ДЗАО поддается расчету, можно определить дистанцию до источника.

Теперь рассмотрим, как влияют шумы моря на рассматриваемую задачу. Как известно [10], шумы моря имеют вертикальную анизотропию, которая зависит от гидроакустических условий, заглубления приемника и частоты. Причем из всех гидроакустических условий анизотропия шумов моря наиболее выражена в условиях ДЗАО и при этом в благоприятную сторону для обнаружения объектов. Покажем это.

Наиболее распространенной моделью шумов моря является модель Крона и Шермана [17], согласно которой поле шумов моря формируется независимыми источниками, расположенными на поверхности моря. Этой модели соответствует нормированный пространственно-частотный спектр шумов моря вида [18]:

$$\rho_n(f, \psi) = \frac{\alpha_{\text{пов}}^{2m-1}}{4\pi(1 - V_{\text{дно}}^2 V_{\text{пов}}^2 10^{-0.1\beta(f)L_0})} \times \begin{cases} 10^{-0.1\beta(f)L_1} & \text{при } \psi \geq 0, \\ 10^{-0.1\beta(f)L_2} V_{\text{дно}}^2 & \text{при } \psi < 0, \end{cases} \quad (1)$$

где $\alpha_{\text{пов}}, \alpha_{\text{дно}}$ — углы скольжения у поверхности и дна луча, приходящего на вход приемника под углом ψ ; $V_{\text{пов}}(\alpha_{\text{пов}}), V_{\text{дно}}(\alpha_{\text{дно}})$ — коэффициенты

отражения этого луча от поверхности и дна соответственно; L_0 — расстояние по этому лучу между его соседними выходами к поверхности; L_1, L_2 — расстояния по этому лучу до его первого выхода к поверхности (если луч пришел к антенне сверху либо снизу соответственно); m — коэффициент, определяющий ширину характеристики направленности элементарных шумовых источников звука на поверхности ($m = 1...3$); $\beta(f)$ — коэффициент пространственного затухания.

На рис. 3 приведен нормированный пространственно-частотный спектр шумов моря на входе приемника, рассчитанный с использованием лучевой программы [16] по формуле (1) для гидроакустических условий, соответствующих рис. 2, заглублению приемника 400 м для трех частот 0.5, 2.5 и 5.0 кГц.

Из рассмотрения рис. 3 следует, что в вертикальном пространственном спектре шумов моря на углах, примыкающих к горизонтальному направлению, имеется ярко выраженный минимум шириной порядка 20° . Однако, чтобы в полной мере воспользоваться этим минимумом, антенна приемника должна иметь достаточно узкие (в единицы градусов) характеристики направленности в вертикальной плоскости. На практике, как правило, прием осуществляется на антенны с достаточно широкими характеристиками направленности в вертикальной плоскости, ввиду чего глубокий минимум в горизонтальном направлении в пространственном спектре шумов моря сглаживается. На рис. 4 показан соответствующий рис. 3 пространственный спектр шумов моря на выходе приемной антенны, имеющей ширину характеристики направленности в вертикальной плоскости на частотах 0.5, 2 и 5 кГц соответственно $50^\circ, 12.5^\circ$ и 5° .

Из рассмотрения рис. 4 следует, что на углах $-9^\circ...+6^\circ$, под которыми на границах ДЗАО на вход приемной антенны приходят лучи с высокой энергией источника, наблюдается минимум интенсивности шумов моря, что благоприятно сказывается на обнаружении источника и определении дистанции до него.

Таким образом, описанная выше закономерность формирования акустического поля сигнала в условиях ДЗАО может быть положена в основу алгоритма определения дистанции до источника при выполнении следующих условий:

1) сигнал источника должен быть обнаружен, для чего ОСП на выходе приемника должно превышать 3...7 дБ в зависимости от применяемого алгоритма обнаружения;

2) разрешающая способность приемной антенны должна быть не хуже 5° , чтобы позволить определить знак угла прихода максимума энергии сигнала источника;

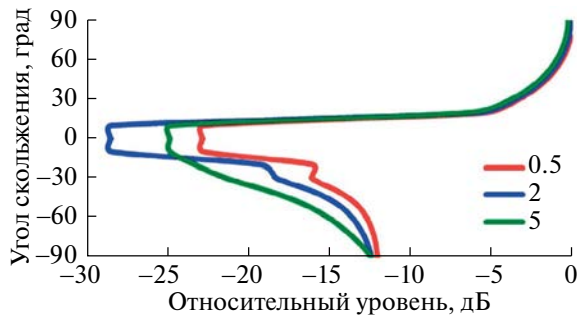


Рис. 3. Пространственный спектр шумов моря на входе приемной антенны (параметр графиков – частота, кГц).

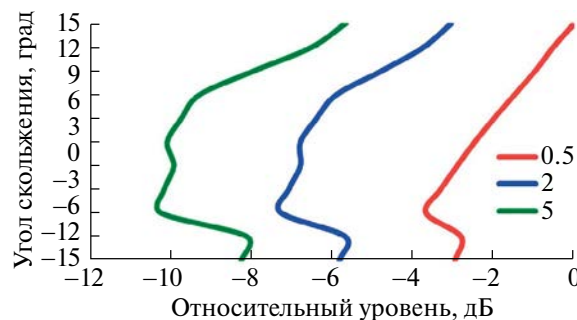


Рис. 4. Пространственный спектр шумов моря на выходе приемной антенны (параметр графиков – частота, кГц).

3) должен быть определен номер ДЗАО, в которой обнаружен источник. Номер ДЗАО может быть определен энергетическим методом [3] с использованием лучевой программы расчета дистанции до шумящего источника, если известна шумность источника. Задача определения номера ДЗАО облегчается тем, что шумность абсолютного большинства подводных источников позволяет обнаруживать их не дальше 1-й ДЗАО [19], а шумность надводных источников, определение дистанции до которых представляет практический интерес, как правило известна с точностью, превышающей отличие уровней сигнала источника, находящегося в двух соседних ДЗАО;

4) для расчета дистанций до границ ДЗАО должна быть определена глубина источника. Для надводных источников такая проблема не стоит (при условии, что определено, что обнаруженный источник надводный [20]), а для подводных источников можно воспользоваться известной закономерностью, согласно которой сигнал на входе приемника максимален, если глубина приемника равна глубине источника [10];

5) используемая лучевая программа расчета поля источника должна учитывать кривизну Земли [21].

2. АЛГОРИТМЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДИСТАНЦИИ ДО ИСТОЧНИКА

Допустим, что в условиях ДЗАО обнаружен источник и известными методами классификации [20] определено, является он надводным либо подводным. Далее задействуется соответствующий алгоритм определения дистанции до источника.

2.1. Алгоритм определения дистанции до надводного источника

1. Заблаговременно измеряется ВРСЗ.

2. Зная ВРСЗ и глубину приемника, с использованием лучевой программы расчета поля сигнала источника в диапазоне возможных расстояний между источником и приемником рассчитываются:

– расстояния от приемника до ближней $R_{\min,i}$ и дальней $R_{\max,i}$ границ каждой i -й ДЗАО;

– расстояния от приемника до точки в пределах каждой i -й ДЗАО $R_{0,i}$, на которой угол скольжения наиболее интенсивного луча сигнала источника изменяет знак на противоположный;

– зависимость от частоты и дистанции в пределах каждой i -й ДЗАО суммарной аномалии распространения лучей $A_i(f, R)$, попадающих в раскрыв характеристики направленности приемной антенны, ориентированной на наиболее интенсивный луч.

3. В момент t_0 обнаружения сигнала источника на выходе приемника измеряются:

– угол в вертикальной плоскости прихода максимума энергии сигнала $\hat{\psi}_0$;

– приведенный ко входу антенны уровень сигнала $\hat{W}_0$ на выходе характеристики направленности приемной антенны, ориентированной в направлении $\hat{\psi}_0$.

4. Определяется номер m ДЗАО, в которой находится источник. Это достигается путем расчета энергетическим методом предполагаемой дистанции $\hat{R}_1$ до источника и сравнением ее с рассчитанными границами разных ДЗАО. В качестве ДЗАО, в которой находится источник, принимается ДЗАО с номером m , которая удовлетворяет условиям

$$R_{\min,m} \leq \hat{R}_1 \leq R_{\max,m}. \quad (2)$$

Расчет дистанции $\hat{R}_1$ энергетическим методом осуществляется путем решения относительно R уравнения

$$W(R) = \hat{W}_0, \quad (3)$$

где $W(R)$ – зависимость уровня сигнала на входе приемной антенны от расстояния между источником и приемной антенной, рассчитываемая по формуле [11]

$$W(R) = \sqrt{\frac{\int_{f_n}^{f_b} P_0^2 \left(\frac{f}{1000} \right)^n \times 10^{-0.1\beta(f)R} A_i(f, R) df}{10^6 R^2}}, \quad (4)$$

где f_n, f_b — нижняя и верхняя граничные частоты приемного тракта, Гц; P_0 — известное среднее значение давления сигнала приповерхностного источника на частоте 1 кГц, в полосе 1 Гц, на расстоянии 1 м от источника, Па; n — известное среднее значение показателя величины наклона спектра источника, безразмерная величина; $\beta(f)$ — известная частотная зависимость пространственного затухания акустического сигнала в районе, дБ/км; R — расстояние между источником и приемником, км.

5. Определяется дистанция до источника $\hat{R}_2$ на момент его обнаружения как расстояние до границы ДЗАО, через которую источник вошел в ДЗАО:

$$\hat{R}_2 = \begin{cases} R_{\min, m}, & \text{если } \hat{\varphi}_0 < 0, \\ R_{\max, m}, & \text{если } \hat{\varphi}_0 > 0. \end{cases} \quad (5)$$

Смысл формулы (5) заключается в том, что, если в момент обнаружения источника угол в вертикальной плоскости прихода максимума энергии сигнала отрицательный, то источник находится на ближней границе ДЗАО, и дистанция до него равна рассчитанному расстоянию до ближней границы m -й ДЗАО. Если же этот угол положительный, источник находится на дальней границе ДЗАО, и дистанция до него равна рассчитанному расстоянию до дальней границы m -й ДЗАО.

Предельная погрешность оценки дистанции $\hat{R}_2$ определяется точностью расчета расстояний до границ ДЗАО, которая зависит от точности измерения ВРСЗ и неоднородности ВРСЗ на трассе между источником и приемником. Учитывая это, было проведено моделирование, при котором для расчета границ ДЗАО использовалось ВРСЗ, полученное путем наложения на истинное ВРСЗ аддитивных ошибок со среднеквадратическим отклонением 1 м/с и интервалом корреляции по глубине 20 м. Эта ошибка включает предельную погрешность измерения скорости звука, составляющую 0.5 м/с для современных высокоточных средств измерения [22], а также возможные флуктуации ВРСЗ под воздействием различных факторов. По 100 циклам моделирования была получена предельная погрешность оценки дистанции $\hat{R}_2$, которая для условий рис. 1 и 2 составила 5% от истинной дистанции до источника, что при нахождении источника в 1-й ДЗАО составляет 2.5 и 3.5 км в зависимости от того, на какой границе ДЗАО обнаружен источник. Для последующих

ДЗАО предельная погрешность в километрах кратно возрастает.

6. Для повышения точности оценки дистанции до источника организуется наблюдение за сигналом источника в интересах выявления момента времени t_1 , в который знак угла в вертикальной плоскости прихода максимума энергии сигнала изменился на противоположный. Дистанция до источника в этот момент времени $\hat{R}_3$ оценивается как рассчитанное расстояние $R_{0, m}$.

Точность оценки дистанции $\hat{R}_3$ зависит от тех же факторов, что и точность оценки дистанции $\hat{R}_2$, но более устойчива к их влиянию. Проведенное моделирование показало, что предельная погрешность оценки $\hat{R}_3$ не превышает 2.5% от истинной дистанции (1.5 км для условий рис. 1 при нахождении источника в 1-й ДЗАО).

2.2. Алгоритм определения дистанции до подводного источника

Ситуация обнаружения сигнала маломощного подводного источника отличается следующим:

1) обнаруженный источник не может находиться дальше 1-й ДЗАО [19];

2) должна быть определена не только дистанция, но и глубина источника.

Алгоритм определения дистанции и глубины обнаруженного маломощного подводного источника выглядит следующим образом.

1. Заблаговременно измеряется ВРСЗ.

2. В момент t_0 обнаружения сигнала источника на выходе приемника измеряются:

— глубина приемника $\hat{H}_0$;

— угол в вертикальной плоскости прихода максимума энергии сигнала $\hat{\psi}_0$.

3. Путем изменения глубины приемника в пределах возможного диапазона глубин источника определяется глубина, на которой уровень сигнала источника на выходе приемника максимален. Эта глубина принимается за глубину источника $\hat{H}_и$.

4. Приемник погружается на глубину, превышающую на 100–200 м глубину источника $\hat{H}_и$.

5. Зная ВРСЗ и глубины источника и приемника, с использованием лучевой программы расчета поля сигнала источника рассчитываются:

— расстояния от приемника до ближней $R_{\min, 1}$ и дальней $R_{\max, 1}$ границ 1-й ДЗАО;

— расстояния от приемника до точки в пределах 1-й ДЗАО $R_{0, 1}$, на которой угол скольжения наиболее интенсивного луча сигнала источника изменяет знак на противоположный.

6. На выходе приемного тракта ШПС измеряется угол в вертикальной плоскости прихода максимума энергии сигнала $\hat{\psi}_1$.

7. По формуле, аналогичной формуле (5), определяется дистанция до источника $\hat{R}_2$ как расстояние до границы ДЗАО, через которую источник вошел в ДЗАО:

$$\hat{R}_2 = \begin{cases} R_{\min,1}, & \text{если } \hat{\varphi}_1 < 0, \\ R_{\max,1}, & \text{если } \hat{\varphi}_1 > 0. \end{cases} \quad (6)$$

8. Для повышения точности оценки дистанции до источника организуется наблюдение за сигналом источника в интересах выявления момента времени t_1 , в который знак угла в вертикальной плоскости прихода максимума энергии сигнала изменился на противоположный. В качестве дистанции до источника в этот момент времени $\hat{R}_3$ принимается рассчитанное расстояние $R_{0,1}$.

Проведенное моделирование показало, что в случае подводного источника вследствие наличия погрешности в определении его глубины предельная погрешность оценки дистанции $\hat{R}_2$ составляет в среднем 7–8%, а дистанции $\hat{R}_3$ — 3–4% (3.8–4.4 и 1.6–2.2 км для условий рис. 2 при нахождении источника в 1-й ДЗАО).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Одной из актуальных практических задач гидроакустики является определение дистанции до источника сигнала в условиях дальних зон акустической освещенности (ДЗАО), которые наблюдаются в большинстве глубоководных районов Мирового океана.

В работе проанализированы известные закономерности формирования лучевой структуры поля сигнала источника звука в условиях ДЗАО. Эти закономерности состоят в том, что при вхождении источника в ДЗАО путем пересечения ее ближней границы максимум энергии его сигнала приходит на антенну по лучам с отрицательными углами скольжения, а при вхождении источника в ДЗАО путем пересечения ее дальней границы — по лучам с положительными углами скольжения. Причем расстояние от приемника до границ каждой ДЗАО, а также до точки внутри каждой ДЗАО, в которой угол в вертикальной плоскости прихода максимума энергии сигнала изменяет знак на противоположный, поддаются достаточно точному расчету с использованием лучевой программы расчета поля.

На основе установленных закономерностей предложены алгоритмы определения дистанции до надводного источника с предельной погрешностью от 2.5 до 5% и до подводного источника — от 3–4 до 7–8%.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 22-29-00320).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кутько В.П., Галеркин Л.И., Моисеев Л.К., Олейников С.А., Панфилова С.Г., Степанов В.Н., Шербинин А.Д. Климатические характеристики скорости звука в северной части Тихого океана. М.: Московское отделение Гидрометеоздата, 1981. 117 с.
2. Кутько В.П., Галеркин Л.И., Олейников С.А., Панфилова С.Г., Степанов В.Н., Шербинин А.Д. Климатические характеристики скорости звука в северной части Атлантического океана. М.: Московское отделение Гидрометеоздата, 1984. 146 с.
3. Машишин А.И. Синтез оптимального алгоритма пассивного определения дистанции до цели // Морская радиоэлектроника. 2012. № 2 (40). С. 30–34.
4. Ewing M., Worzel J.L. Long-Range Sound Transmission // Geol. Soc. Am. 1948. Memo 27.
5. Бреховских Л.М. О распространении звука в подводном звуковом канале // Докл. Акад. наук СССР. 1949. Т. 69. № 2. С. 157–160.
6. Бреховских Л.М. Распространение звуковых и инфразвуковых волн в природных волноводах на большие расстояния // Успехи физ. наук. 1960. Т. 70. № 2. С. 351–360.
7. Hale F.E. Long Rang Sound Propagation in the Deep Ocean // J. Acoust. Soc. Am. 1961. V. 33. P. 456.
8. Urick R.J. Caustic and convergence zones in deep-water sound transmission // J. Acoust. Soc. Am. 1965. V. 38. P. 348.
9. Urick R.J., Lund G.R. Coherence of convergence zones sound // J. Acoust. Soc. Am. 1968. V. 43. P. 723.
10. Акустика океана. Под ред. Бреховских Л.М. М.: Наука, 1974. 694 с.
11. Урик Р.Дж. Основы гидроакустики. Л.: Судостроение, 1978. 448 с.
12. Бреховских Л.М., Годин О.А. Акустика неоднородных сред. Том 1. Основы теории отражения и распространения звука. М.: Наука, 2007. 443 с.
13. Бреховских Л.М., Годин О.А. Акустика неоднородных сред. Том 2. Звуковые поля в слоистых и трехмернеоднородных средах. М.: Наука, 2009.
14. Сазонтов П.Г., Малеханов А.И. Согласованная пространственная обработка сигналов в подводных звуковых каналах. Обзор // Акуст. журн. 2015. Т. 61. № 2. С. 233–253.
15. Вировлянский А.Л., Казанова А.Ю. Устойчивые компоненты звукового поля на апертуре антенны в условиях многолучевого распространения // Акуст. журн. 2022. Т. 68. № 2. С. 190–203.
16. Гидроакустические расчеты для станции шумопеленгования. Свидетельство о государственной регистрации № 2021617661 от 26.04.2021г.
17. Cron B.F., Sherman C.H. Spatial-correlation function for various noise models // J. Acoust. Soc. Am. 1962. V. 34. P. 1732.

18. Фурдуев А.В. Шумы океана // В кн. Акустика океана. М.: Наука, 1974. С. 615–691.
19. Лободин И.Е., Машошин А.И. О возможности обнаружения современных подводных лодок в дальних зонах акустической освещенности // Морская радиоэлектроника. 2019. № 3 (69). С. 44–47.
20. Машошин А.И. Особенности синтеза алгоритмов классификации подводных объектов по их гидроакустическому полю // Акуст. журн. 1996. Т. 42. № 3. С. 396–400.
21. Галкин О.П. О структуре звукового поля в глубоком океане // В кн. Акустика океана. Современное состояние. М.: Наука, 1982. 99 с.
22. Микушин И.И., Серавин Г.Н. Методы и средства измерения скорости звука в море. СПб.: Судостроение, 2012. 224 с.

Determining the Distance to an Underwater Source in Convergence Zones

I. E. Lobodin¹, A. I. Mashoshin¹, *

¹JSC “Concern” Central Research Institute “Electropribor”,
st. Malaya Posadskaya 30, St. Petersburg, 197046 Russia

*e-mail: aimashoshin@mail.ru

An algorithm has been substantiated for determining the distance to noisy sources in the passive sonar in convergence zones, which are observed in most deep-sea areas of the World Ocean. The algorithm is based on the well-known pattern of formation of the ray structure of the acoustic field of the source signal at the input of the receiving antenna. This pattern is that when a source enters a convergence zone by crossing its near boundary, the maximum energy of its signal arrives at the antenna along rays with negative grazing angles, and when a source enters a convergence zone by crossing its far boundary, along rays with positive grazing angles. The accuracy of determining the distance using the proposed algorithm in the case of detection of surface and underwater sources is assessed.

Keywords: hydroacoustics, convergence zones, ray structure of the signal field, determining the distance to the noisy source

ВЛИЯНИЕ СЛАБОРАСХОДЯЩЕГОСЯ АКУСТИЧЕСКОГО ПУЧКА НА ФОРМИРОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ СТРУКТУРЫ ИМПУЛЬСНЫХ СИГНАЛОВ В ПОДВОДНОМ ЗВУКОВОМ КАНАЛЕ

© 2024 г. Ю. В. Петухов^{а, *}, Е. Л. Бородина^{а, **}

^аИнститут прикладной физики РАН, ул. Ульянова 46, Нижний Новгород, 603950 Россия

^{*}e-mail: yuvpetukhov@yandex.ru

^{**}e-mail: borodina@appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 21.06.2023 г.

После доработки 26.09.2023 г.

Принята к публикации 19.12.2023 г.

На примере типичного для Филиппинского моря подводного звукового канала численным моделированием с использованием модовой теории установлено, что при экспериментальных исследованиях распространения взрывных сигналов Р.А. Вадовым впервые наблюдалось проявление слаборасходящегося пучка в пространственно-временной структуре акустического поля, состоящее в регистрации при определенных расположениях коррелирующих точек в океаническом волноводе наряду с классическими четверками импульсов дополнительных акустических сигналов с малыми временными задержками по отношению к ним.

Ключевые слова: океанические волноводы, подводные звуковые каналы, слаборасходящиеся пучки, импульсные акустические сигналы, пространственно-временная структура

DOI: 10.31857/S0320791924020107, EDN: YNBZXM

ВВЕДЕНИЕ

При проведении экспериментальных исследований по распространению взрывных сигналов в глубоководных районах Мирового океана Р.А. Вадовым было обнаружено (см. [1–4]), что на определенных расстояниях между коррелирующими точками, которые располагались вблизи оси подводного звукового канала, наряду с классическими четверками сигналов регистрируются с весьма малыми временными задержками дополнительные сигналы (сателлиты [1–4]). Появление таких сателлитов Р.А. Вадов объяснил (см. [1–4]) “расщеплением” акустического сигнала при его рефракционном развороте в окрестности границы между водными слоями с заметно различающимся градиентом скорости звука, увеличивающимся при удалении от оси канала. Этот в целом правильный вывод был сделан Р.А. Вадовым при сопоставлении экспериментальных данных с результатами численных расчетов, полученных с использованием лучевой теории, которые, однако, не приводятся в [1–4], поскольку, как отмечалось в [1], при кусочно-линейной аппроксимации профиля скорости звука в [1–4] возникают ложные каустики [5, 6], затрудняющие однозначную идентификацию акустических сигналов в [1–4].

Здесь представляется важным обратить внимание на тот факт, что, как показано в [7], при наличии в океаническом волноводе слоев с достаточно резким увеличением градиента скорости звука при удалении от оси канала у зависимости длины цикла лучей от лучевого параметра, обратно пропорционального фазовой скорости распространения сигналов вдоль этих лучей, возможно появление гладких экстремумов, которым соответствуют слаборасходящиеся пучки [7], формирующие характерные для них каустические структуры [8]. При этом такие слаборасходящиеся пучки приводят к появлению в пространственно-временной структуре акустического поля дополнительных сигналов с весьма малыми временными задержками по отношению к типичным четверкам импульсов, приходящим в точку приема вдоль соответствующих четверок лучей [9]. Естественно, что наличие таких дополнительных сигналов существенно усложняет структуру волновых фронтов в океаническом волноводе [9]. Следовательно, можно с определенной уверенностью предположить, что при проведении экспериментальных исследований Р.А. Вадов впервые обнаружил в [1–4] проявление слаборасходящихся пучков в пространственно-временной структуре взрывных сигналов в подводных звуковых каналах.

Именно поэтому целью настоящей работы является доказательство на примере характерного для Филиппинского моря подводного звукового канала [1–3] того факта, что за появление дополнительных (по терминологии [2] “лишних”) сигналов в пространственно-временной структуре акустического поля ответственен формирующийся рефрагированными модами слаборасходящийся пучок.

РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИТИЧЕСКИХ РАСЧЕТОВ И ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

С целью описания ожидаемых при численных расчетах закономерностей остановимся сначала на анализе поведения соответствующих зависимостей, следующих из приближения ВКБ, в рамках которого дисперсионное уравнение для волновых чисел мод k_l с номерами $l = [1, L]$ имеет следующий вид [10]:

$$k_0 J_l = 2\pi(l - \nu). \quad (1)$$

Здесь

$$J_l = 2 \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} \sqrt{n^2(z) - \beta_l^2} dz, \quad (2)$$

$k_0 = \omega / c_0$, $c_0 = c(z_0)$ – минимальное значение зависимости скорости звука $c(z)$ от глубины z , достигаемое на оси подводного звукового канала $z = z_0$, $1/4 \leq \nu \leq 1/2$, $n(z) = c_0 / c(z)$ – показатель преломления акустических волн, $\beta_l = k_l / k_0 = c_0 / c_l = \cos \chi_l$ – лучевой параметр бриллюэновских волн с углом скольжения χ_l на оси канала, c_l – фазовая скорость мод, ω – циклическая частота, $z_{\min}$ – минимальные и $z_{\max}$ – максимальные глубины, достигаемые бриллюэновскими волнами. С использованием (1), (2) для групповой скорости мод $v_l = \partial \omega / \partial k_l$ находим следующее выражение

$$v_l = \frac{c_0}{\beta_l + J_l / D_l}, \quad (3)$$

в котором величина

$$D_l = -\frac{\partial J_l}{\partial \beta_l} = 2\beta_l \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} \frac{dz}{\sqrt{n^2(z) - \beta_l^2}} \quad (4)$$

соответствует длине цикла бриллюэновских волн [10]. Из (3) нетрудно получить простое дифференциальное равенство

$$\frac{\partial v_l}{\partial \beta_l} = \frac{v_l^2 J_l (\partial D_l / \partial \beta_l)}{c_0 D_l^2}, \quad (5)$$

из которого следует, что все экстремумы зависимости $D_l(\beta_l)$ должны проявляться и у зависимости

$v_l(\beta_l)$. Естественно, что аналогичное утверждение справедливо и относительно экстремумов у зависимостей $D_l(l)$ и $v_l(l)$. Последнее означает наличие гладкого экстремума у $D_l(l)$ (4), а следовательно, и у $v_l(l)$ (3) при определенном значении $l = l_c$, т.е. при формировании в океаническом волноводе слаборасходящегося пучка [7–9], зависимость

$$\Delta t_l(l) = r \left(\frac{1}{v_l(l_c)} - \frac{1}{v_l(l)} \right), \quad (6)$$

характеризующая разность времен распространения мод на горизонтальное расстояние r , будет также иметь аналогичный экстремум при $l = l_c$ и нулевом его значении $\Delta t_l(l_c) = 0$.

Однако, как известно [10], каждому значению $v_l(l)$ при $1 \leq l \leq l_c$ и $l_c \leq l \leq L$ соответствует характерная четверка бриллюэновских волн, проходящих различные горизонтальные расстояния r_l , определяемые выражением

$$r_l(l) = m D_l + \mu_1 D_l(z_s) + \mu_2 D_l(z), \quad (7)$$

в котором:

$$D_l(z) = \beta_l \int_{z_{\min}}^z \frac{dz}{\sqrt{n^2(z) - \beta_l^2}}, \quad m = 0, 1, \dots, \quad (8)$$

$$\mu_j = \begin{cases} +1 \\ -1 \end{cases}, \quad j = [1, 2]$$

с соответствующими временами распространения $t_l(l)$, от находящегося на глубине z_s источника:

$$t_l(l) = m T_l + \mu_1 T_l(z_s) + \mu_2 T_l(z), \quad (9)$$

$$T_l = \frac{D_l}{v_l} = \frac{2}{c_0} \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} \frac{n^2(z) dz}{\sqrt{n^2(z) - \beta_l^2}}, \quad (10)$$

$$T_l(z) = \frac{1}{c_0} \int_{z_{\min}}^z \frac{n^2(z) dz}{\sqrt{n^2(z) - \beta_l^2}}.$$

Естественно, что у зависимости $T_l(l)$ также имеется экстремум при $l = l_c$, т.к. справедливо следующее из (3)–(5) равенство:

$$\frac{\partial T_l}{\partial \beta_l} = \frac{\beta_l}{c_0} \left(\frac{\partial D_l}{\partial \beta_l} \right). \quad (11)$$

Поскольку же при фиксированных значениях μ_1 и μ_2 в (7), (9) бриллюэновские волны соответствующих номеров мод формируют геометроакустический луч, приходящий на фиксированное расстояние r при определенном значении лучевого параметра

$\beta = \beta(m, \mu_1, \mu_2) = \cos \chi(m, \mu_1, \mu_2)$, где $\chi(m, \mu_1, \mu_2)$ – угол скольжения луча на оси канала [10], то при соответствующем расположении коррелирующих точек в океаническом волноводе, при котором заведомо возбуждается формирующая слаборасходящийся пучок группа мод, приемное устройство будет регистрировать по меньшей мере две четверки импульсных сигналов (вместо одной), распространяющихся вдоль соответствующих им геометроакустических лучей.

Из всего сказанного выше следует, что соответствующие характерному для Филиппинского моря подводному звуковому каналу (рис. 1, [1–3]) зависимости периода интерференции соседних мод

$$R_{l,l+1}(l) = \frac{2\pi}{k_l - k_{l+1}} \quad (12)$$

и их групповой скорости

$$v_l(l) = \frac{c_l}{1 - \frac{\omega}{c_l} \frac{dc_l}{d\omega}} \quad (13)$$

должны иметь типичные для слаборасходящегося пучка гладкие экстремумы при определенном значении $l = l_c$, поскольку в приближении ВКБ (1) из (12) следует достаточно наглядное равенство

$$R_{l,l+1}(l) \approx D_l / \left[1 + \frac{D_l}{2! R_d^{(2)}} - \frac{D_l}{3! R_d^{(3)}} \right]. \quad (14)$$

Здесь

$$R_d^{(2)} = \frac{k_0}{2\pi} D_l^3 / \left(\frac{\partial D_l}{\partial \beta_l} \right), \quad (15)$$

$$R_d^{(3)} = \left(\frac{k_0}{2\pi} \right)^2 D_l^4 / \left[\frac{\partial^2 D_l}{\partial \beta_l^2} - \frac{3}{D_l} \left(\frac{\partial D_l}{\partial \beta_l} \right)^2 \right] \quad (16)$$

– характерные пространственные масштабы проявления абберационных эффектов второго $|R_d^{(2)}|$ (15) и третьего $|R_d^{(3)}|$ (16) порядков; причем $D_l / |R_d^{(2)}| \ll 1$ и $D_l / |R_d^{(3)}| \ll 1$.

При проведении численных расчетов зависимостей $R_{l,l+1}(l)$ (12) и $v_l(l)$ (13) использовалось строгое модовое представление для акустического поля в подводном звуковом канале [11], зависимость скорости звука от глубины в котором аппроксимировалась кубическими сплайнами (рис. 1), а дно считалось акустически прозрачным, поскольку при частоте акустического излучения $f = 300$ Гц интерес представляли лишь рефрагированные в водном слое моды. Как и следовало ожидать, зависимости

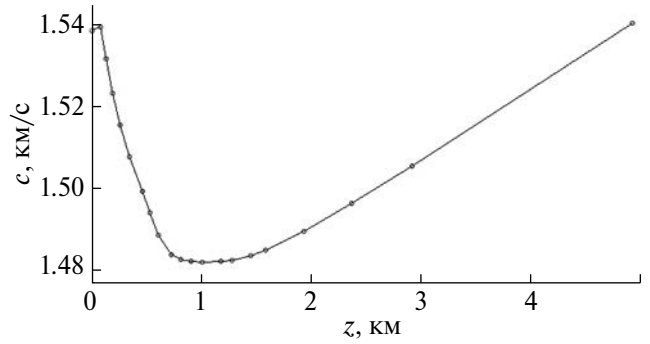


Рис. 1. Зависимость скорости звука $c(z)$ от глубины z в Филиппинском море [1–3].

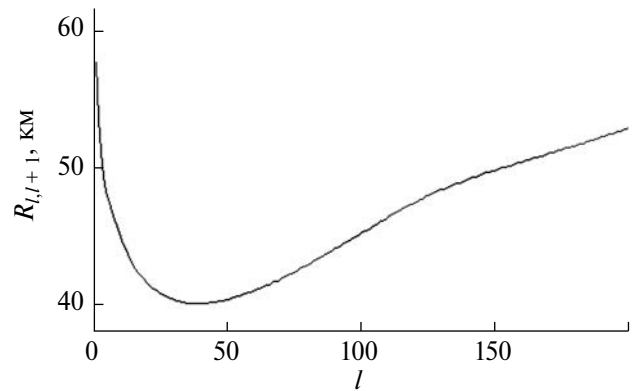


Рис. 2. Зависимость периода интерференции соседних мод $R_{l,l+1}(l)$ (12) от их номера l при частоте излучения $f = 300$ Гц.

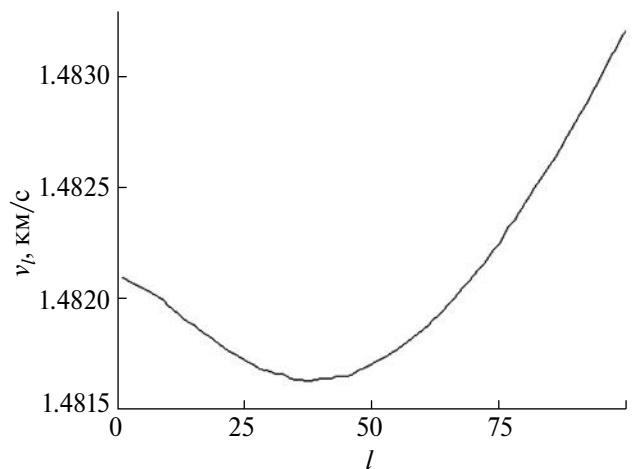


Рис. 3. Зависимость групповой скорости мод $v_l(l)$ (13) от их номера l при частоте излучения $f = 300$ Гц.

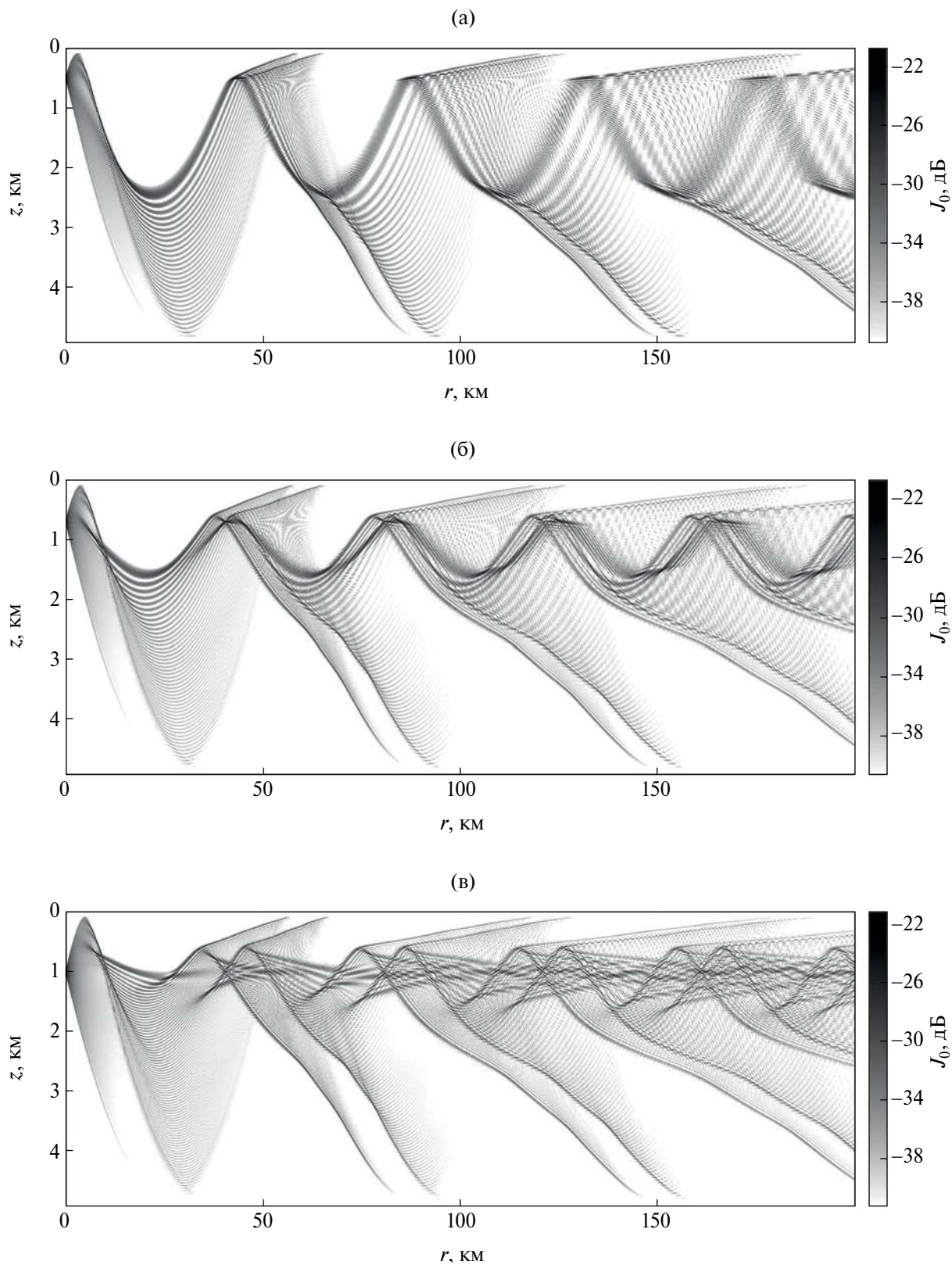


Рис. 4. Представленные в плотностной записи пространственные (по глубине z и горизонтальному расстоянию r) распределения нормированной на цилиндрическую расходимость волнового фронта интенсивности акустического поля $J_0(r, z)$ при частоте излучения $f = 300$ Гц и различных глубинах z_s погружения источника: (а) — $z_s = 500$ м, (б) — $z_s = 700$ м, (в) — $z_s = z_0 = 1009$ м.

$R_{l,l+1}(l)$ (рис. 2) и $v_l(l)$ (рис. 3) имеют при одном и том же значении $l = l_c$ по одному гладкому минимуму, появление которого обусловлено существенным увеличением градиента скорости звука с уменьшением глубины при $z < 700$ м (рис. 1). Как и в [8], формирующийся в таком подводном звуковом канале (рис. 1) слаборасходящийся пучок проявляется в пространственном (по глубине и горизонтальному расстоянию) распределении нормированной на цилиндрическую расходимость волнового фронта интенсивности $J_0(z, r) = rJ(z, r)$ акустического поля наличием соответствующих ему каустических структур, которые особенно четко идентифицируются в $J_0(z, r)$ при глубинах погружения источника в диапазоне $700 \text{ м} < z_s < z_0 = 1009 \text{ м}$ (рис. 4). При меньших глубинах погружения источника излучения $z < 700$ м в $J_0(z, r)$ заметнее всего проявляется каустическая структура (рис. 4), обусловленная формированием каустического пучка модами с горизонтами поворота при $r = 0$ вблизи опорного луча, горизонтально выходящего из источника [8].

Представленные на рис. 5 результаты численных расчетов зависимости разностей времен распространения мод $\Delta t_l(l)$ (6) наглядно иллюстрируют очевидную возможность регистрации в подводном звуковом канале Филиппинского моря при расположении корреспондирующих точек на оси канала $z_s = z = z_0$ с малыми временными задержками тонально-импульсных акустических сигналов, соответствующих двум группам мод с номерами $1 \leq l \leq l_c = 38$ и $l_c \leq l < 70$, т.е. как минимум двум четверкам лучей. Естественно, что при распространении широкополосных импульсных сигналов, характерных для использованных в [1–4] взрывных источников звука, анализ формирования пространственно-временной структуры акустического поля в подводном звуковом канале Филиппинского моря при $z_s = z = z_0$ несколько усложнится, поскольку положение гладкого минимума у зависимостей $R_{l,l+1}(l)$ (12), $v_l(l)$ (13) и $\Delta t_l(l)$ (6) при $l = l_c$ зависит от частоты излучения, а именно, значение номера моды l_c увеличивается с ростом частоты излучения (рис. 6).

В этой связи представляет интерес проанализировать пространственно-временную структуру волновых фронтов импульсного отклика в рассматриваемом (рис. 1) подводном звуковом канале, которая проще всего описывается зависимостью времени распространения сигналов вдоль лучей от глубины приема [10, 12]:

$$\tau(z) = t(z) - t_0, \quad (17)$$

здесь t_0 — максимальное время распространения сигнала вдоль соответствующего луча. Из полученных с использованием лучевой теории [11] результатов

численных расчетов зависимости $\tau(z)$ (17) (рис. 7) на фиксированном горизонтальном расстоянии при различных глубинах погружения источника можно сделать согласующийся со сказанным выше (рис. 4–5) вывод. А именно, как и следовало ожидать, наряду с типичной (рис. 7а), например, для канонического подводного звукового канала [10, 12] структурой волновых фронтов, при глубинах погружения источника $z_s \geq 700$ м на $\tau - z$ диаграмме проявляется дополнительная структура волновых фронтов (рис. 7б–7в), которая

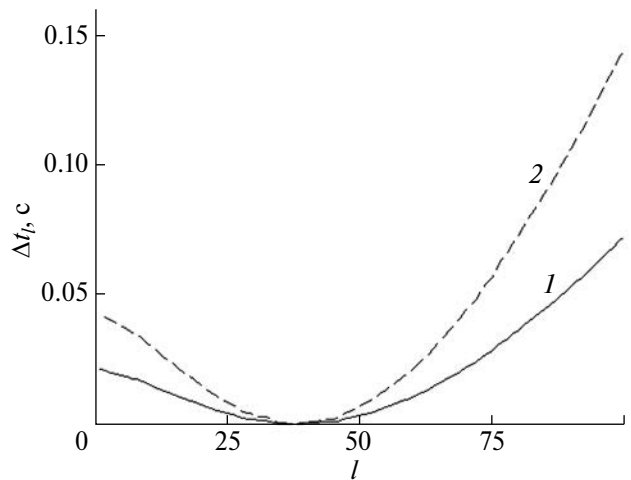


Рис. 5. Зависимость разности времен распространения мод $\Delta t_l(l)$ (6) от их номера l при частоте излучения $f = 300$ Гц и различных горизонтальных расстояниях r : $r = 100$ км (кривая 1); $r = 200$ км (кривая 2).

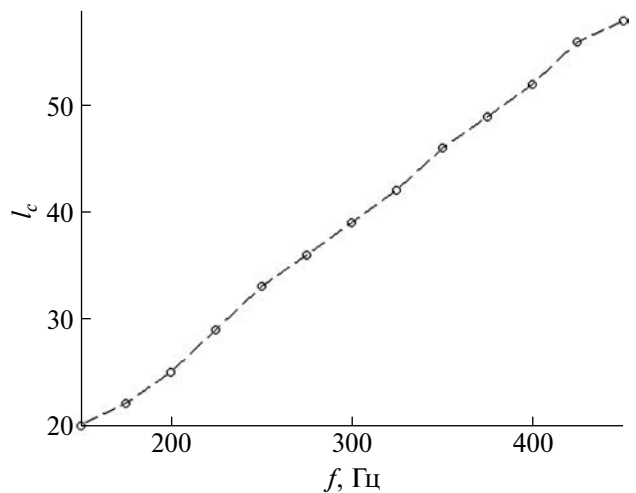


Рис. 6. Изменение значения номера моды l_c , отвечающего положению гладкого минимума у зависимостей $R_{l,l+1}(l)$ (12), $v_l(l)$ (13) и $\Delta t_l(l)$ (6), с ростом частоты излучения f .

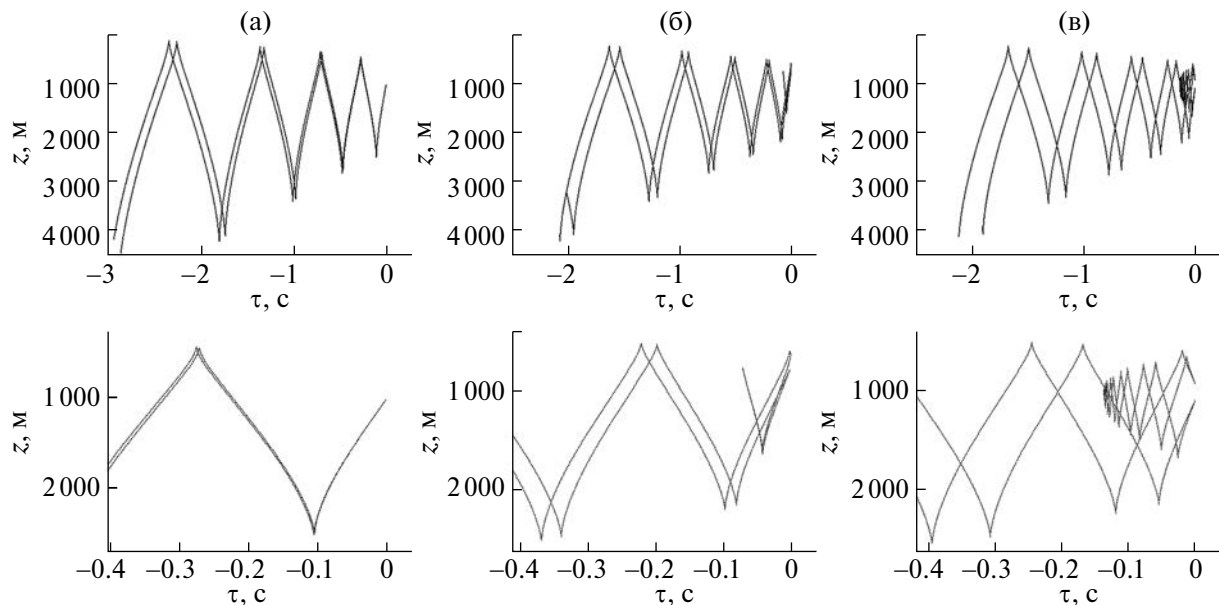


Рис. 7. Зависимость от глубины приема z относительного времени распространения сигналов по лучам $\tau(z)$ (17) на горизонтальном расстоянии $r = 600$ км при фиксированном диапазоне углов выхода лучей $-14^\circ \leq \chi_s \leq +14^\circ$ из источника, расположенного на различных глубинах z_s : (а) — $z_s = 500$ м, (б) — $z_s = 700$ м, (в) — $z_s = 1000$ м. На каждом из рисунков (а), (б) и (в) нижний рисунок соответствует более детальному анализу представляющей интерес заключительной фазы прихода импульсных сигналов.

на расстоянии $r = 600$ км в полной мере просматривается при $z_s = 1000$ м в диапазоне относительного времени распространения лучей $-0.15 \text{ с} \leq \tau \leq 0$ (рис. 7в). Как следует из анализа приведенных выше выражений (9)–(11), в рамках геометро-акустического приближения такая, в определенном смысле, “обратная” по форме к типичной, дополнительная структура волновых фронтов соответствует сигналам, распространяющимся вдоль лучей, формирующих слаборасходящийся пучок. Именно такие дополнительные сигналы и регистрировались в экспериментальных исследованиях Р.А. Вадова [1–3].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, на примере типичного для Филиппинского моря подводного звукового канала (рис. 1) численным моделированием с использованием модовой теории установлено, что при проведении экспериментальных исследований по распространению взрывных сигналов Р.А. Вадовым в [1–3] впервые наблюдалось проявление слаборасходящегося многомодового пучка в пространственно-временной структуре акустического поля. Показано, что в таком подводном звуковом канале слаборасходящемуся пучку, сформированному рефрагированными модами, соответствует

достаточно гладкий минимум у зависимости групповой скорости мод от их номера (рис. 3), в результате чего при определенном расположении коррелирующих точек в океаническом волноводе возможна регистрация наряду с классическими четверками импульсов дополнительных акустических сигналов с малыми временными задержками (рис. 5, 7в).

Здесь остается лишь отметить тот весьма важный факт, что установленные выше закономерности, проявляющиеся при формировании пространственно-временной структуры акустического поля импульсных сигналов, наблюдаются не только в подводном звуковом канале Филиппинского моря [1–3], но и Японского моря [4, 13, 14]. Поэтому при разработке систем позиционирования подводных объектов (см. [13, 14]) в аналогичных [1–4, 13, 14] океанических волноводах представляется важным не только учитывать, но и по возможности использовать возбуждение слаборасходящихся пучков, формирующих наиболее устойчивые и преобладающие по интенсивности структуры в пространственно-временном распределении акустического поля в соответствующих районах Мирового океана.

Данное исследование выполнено в рамках госзаданий ИПФ РАН по темам: № FFUF-2024-0035 и № FFUF-2024-0040.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Вадов Р.А.* Временная изменчивость тонкой структуры сигнала в океане // Акуст. журн. 1996. Т. 42. № 4. С. 489–495.
2. *Вадов Р.А.* Региональные различия временной структуры звуковых полей точечного источника, формируемой в подводном канале // Акуст. журн. 2006. Т. 52. № 5. С. 624–635.
3. *Вадов Р.А.* Открытие подводного звукового канала, экспериментальные исследования, региональные различия // Акуст. журн. 2007. Т. 53. № 3. С. 313–328.
4. *Вадов Р.А.* Поле точечного источника в подводном звуковом канале Японского моря // Акуст. журн. 1998. Т. 44. № 5. С. 601–609.
5. *Pedersen M.A.* Acoustic intensity anomalies introduced by constant velocity gradients // J. Acoust. Soc. Am. 1961. V. 33. № 4. P. 465–474.
6. *Pedersen M.A., Gordon D.E.* Comparison of curvilinear and linear profile approximation in the calculation of underwater sound intensities by ray theory // J. Acoust. Soc. Am. 1967. V. 41. № 2. P. 419–438.
7. *Петухов Ю.В.* Лучевые и дифракционные слаборасходящиеся пучки в океанических волноводах // Акуст. журн. 2011. Т. 57. № 3. С. 409–419.
8. *Петухов Ю.В., Абросимов Д.И., Бородин Е.Л.* Каустики и слаборасходящиеся пучки лучей в океанических волноводах // Акуст. журн. 2006. Т. 52. № 3. С. 367–374.
9. *Петухов Ю.В., Бородин Е.Л.* Проявление слаборасходящихся пучков лучей в пространственно-временной структуре акустических сигналов в океанических волноводах // Акуст. журн. 2010. Т. 56. № 6. С. 795–801.
10. *Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П.* Теоретические основы акустики океана. М.: Наука, 2007. 270 с.
11. *Jensen F.B., Kuperman W.A., Porter M.B., Schmidt H.* Computational ocean acoustics. New York: Springer, 2011. 794 с.
12. *Munk W., Wunsch C.* Ocean acoustic tomography: a scheme for large scale monitoring // Deep-Sea Research. 1979. V. 26A. P. 123–161.
13. *Моргунов Ю.Н., Голов А.А., Буренин А.В., Петров П.С.* Исследования пространственно-временной структуры акустического поля, формируемого в глубоком море источником широкополосных импульсных сигналов, расположенным на шельфе Японского моря // Акуст. журн. 2019. Т. 65. № 5. С. 641–649.
14. *Моргунов Ю.Н., Безответных В.В., Голов А.А., Буренин А.В., Лебедев М.С., Петров П.С.* Экспериментальное исследование импульсной характеристики волновода Японского моря с использованием псевдослучайных последовательностей в приложении к навигации удаленных объектов // Акуст. журн. 2021. Т. 67. № 3. С. 291–297.

Effect of the Weakly Divergent Acoustic Beam on the Space-Time Structure of Pulsed Signals in the Underwater Sound Channel

Yu. V. Petukhov^{1, *}, E. L. Borodina^{2, **}

¹*Applied Physics Institute, Russian Academy of Sciences*

²*Nizhny Novgorod, 603950 Russia*

*e-mail: yuvpetukhov@yandex.ru

**e-mail: borodina@appl.sci-nnov.ru

On the example of an underwater sound channel typical for the Philippine Sea [1–3], it was established by numerical simulation using the mode theory that during experimental studies of the propagation of explosive signals by R.A. Vadov [1–3] the manifestation of the weakly divergent beam in the space-time structure of the acoustic field was observed for the first time. The effect consisted in the registration at certain locations of the corresponding points in the oceanic waveguide, along with the classical quadruples of pulses, of additional acoustic signals with small time delays relative to them.

Keywords: oceanic waveguides, underwater channels, weakly divergent beams, pulsed signals, space-time structure

МОДЕЛИРОВАНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ ВЕРТИКАЛЬНОЙ АНТЕННЫ В МЕЛКОВОДНОМ ВОЛНОВОДЕ СО ВЗВОЛНОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

© 2024 г. М. А. Раевский^а, В. Г. Бурдуковская^{а, *}

^аИнститут прикладной физики РАН, ул. Ульянова 46, БОКС-120, Нижний Новгород, 603950 Россия

*e-mail: bvg@appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 30.05.2023 г.

После доработки 12.10.2023 г.

Принята к публикации 19.12.2023 г.

Аналитически и численно исследуется влияние развитого ветрового волнения на коэффициент усиления вертикальной антенны в мелководных океанических волноводах. Предложен алгоритм расчета модельной корреляционной матрицы сигнала на апертуре вертикальной антенной решетки, учитывающий интерференционную структуру акустического поля в звуковом канале. Коэффициент усиления антенны анализируется для трех методов пространственной обработки: стандартного метода ФАР (фазированной антенной решетки), метода оптимальной линейной обработки и метода оптимальной квадратичной обработки. Приведены результаты численного моделирования для гидрологических условий Баренцева моря в зимний период. Основное внимание уделяется зависимости от скорости ветра и характеристик донного грунта значений коэффициента усиления антенной решетки, “сглаженных” на масштабе интерференционной структуры акустического поля в волноводе. Подробно анализируется влияние межмодовых корреляций на результаты моделирования коэффициента усиления при различных способах обработки сигнала. Показано, что игнорирование межмодовых корреляций в случае вертикальной антенны приводит к принципиально ошибочным результатам при оптимальных методах обработки.

Ключевые слова: мелкое море, ветровое волнение, многократное рассеяние, межмодовые корреляции, вертикальная антенна, коэффициент усиления

DOI: 10.31857/S0320791924020116, **EDN:** YMZLNO

ВВЕДЕНИЕ

Исследование эффективности линейных антенн при обнаружении сигнала удаленного источника на фоне океанических шумов является одной из важных прикладных задач акустики мелкого моря [1]. При этом необходимо оценить потенциальные возможности применения антенных решеток (АР) как с горизонтальным, так и с вертикальным распределением приемных элементов. После достаточно подробного исследования этой задачи для плоскостойкого волновода [2–7] возникает естественный вопрос о влиянии на характеристики АР флуктуаций среды распространения, которые приводят к декорреляции сигнала из-за флуктуаций волнового фронта, затуханию межмодовых корреляций, трансформации интенсивности акустических мод, что в итоге влияет как на коэффициент усиления АР, так и на ее направленность. В мелком море основным источником флуктуаций сигнала являются ветровое волнение и фоновые

внутренние волны (т.е. случайные волны, постоянно присутствующие как фон). В этом плане достаточно подробно исследовано влияние ветрового волнения на коэффициент усиления горизонтальной АР при различных способах пространственной обработки [8–11] и на угловой отклик [12]. Аналогичным образом изучалось воздействие на характеристики горизонтальной АР флуктуаций скорости звука, обусловленных случайными фоновыми внутренними волнами [13]. В то же время влияние флуктуаций среды распространения на характеристики вертикальной АР в мелком море остаются практически неисследованными. Исключение составляют работы [14, 15], где проводились численные расчеты коэффициента усиления вертикальной АР для модельных корреляционных матриц сигнала, не отражающих физическую природу флуктуаций среды. Кроме того, в этих работах пренебрегается межмодовыми корреляциями, что, как показано ниже, может приводить к принципиально неверным результатам.

В данной работе мы рассмотрим влияние ветрового волнения с эмпирическим частотным спектром JONSWAP на эффективность пространственной обработки сигнала в мелком море с использованием вертикальной АР. Основное внимание уделяется зависимости коэффициента усиления АР от расстояния до источника и интенсивности ветрового волнения. Корреляционная матрица сигнала на апертуре антенны анализируется в приближении многократного рассеяния и с учетом межмодовых корреляций. В качестве помехи используется разработанная ранее теоретическая модель ветрового шума, учитывающая генерацию шумового поля приповерхностными дипольными источниками и его рассеяние на ветровом волнении. Для сравнения приводятся результаты численного моделирования и для традиционной модели пространственно некоррелированного шума. Рассмотрен также актуальный вопрос о правомерности использования корреляционной матрицы сигнала, сглаженной по интерференционной структуре акустического поля в волноводе. Отметим, что именно сглаженные корреляционные матрицы сигнала ранее использовались практически во всех работах по этой тематике (за исключением [12]).

ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Рассмотрим поле точечного тонального источника в океаническом волноводе со взволнованной свободной поверхностью. Будем считать, что волновод является горизонтально однородным с произвольно выбранным профилем скорости звука и также произвольной плоскостной структурой дна. Поскольку для прикладных задач акустики мелкого моря наиболее интересен низкочастотный диапазон $f \leq 500$ Гц, для которого затухание в донном грунте и в водной среде относительно мало [1] и возможно распространение звука на десятки и сотни километров, будем в дальнейшем использовать модовое разложение акустического поля. Представим поле точечного источника в виде разложения по ортонормированным собственным функциям $\varphi_p(z)$ невозмущенного волновода:

$$p(r, z, t) = \sum_p \frac{a_p \varphi_p(z)}{\sqrt{k_p r}} \exp\left[i\left(k_p r - \omega_0 t - \frac{\pi}{4}\right)\right], \quad (1)$$

где a_p — амплитуды мод, k_p — действительная часть волновых чисел, ω_0 — частота излучения, r — расстояние в горизонтальной плоскости от источника до точки наблюдения. В отсутствие ветрового волнения амплитуды разложения a_p (с точностью до коэффициента, зависящего от уровня излучения) имеют вид $a_p = \varphi_p(z_u)$. При наличии ветрового волнения верхняя граница волновода является случайной функцией горизонтальных координат x, y и времени t и описывается уравнением $z = \zeta(x, y, t)$,

соответственно, амплитуды a_p также являются случайными функциями переменных x, y, t . В этом случае обычно анализируются два первых момента $\langle a_p(\mathbf{r}, t) \rangle$ и $\langle a_p(\mathbf{r}_1, t) a_q^*(\mathbf{r}_2, t) \rangle$, где $\langle \dots \rangle$ означает операцию статистического усреднения по ансамблю реализаций случайной функции $\zeta(\mathbf{r}, t)$. Для пространственной обработки сигнала на апертуре вертикальной АР необходимо вычислить функцию когерентности поля давления с вертикальным разнесением точек наблюдения:

$$\begin{aligned} & \langle p(\mathbf{r}, z_1, t) p^*(\mathbf{r}, z_2, t) \rangle = \\ & = \sum_{p, q} \langle a_p(\mathbf{r}, t) a_q^*(\mathbf{r}, t) \rangle \frac{\varphi_p(z_1) \varphi_q(z_2)}{\sqrt{k_p k_q r}} \times \\ & \times \exp\left[i(k_p - k_q)r\right]. \end{aligned} \quad (2)$$

Эта функция является квазислучайной, т.е. меняется нерегулярным образом при изменении расстояния от источника до антенны. Именно поэтому в работах [8–11] было предложено вычислять функции когерентности, усредненные по интерференционным осцилляциям поля. Для описания таких “сглаженных” по интерференционной структуре вертикальных функций когерентности достаточно анализировать интенсивность мод:

$$N_p(\mathbf{r}) = \langle |a_p(\mathbf{r}, t)|^2 \rangle \quad (3)$$

(в случае стационарного ветрового волнения и тонального сигнала N_p не зависит от времени). Соответственно, после усреднения по интерференционным осцилляциям, т.е. усреднения по r скользящим окном формулы (2), имеем более простое выражение:

$$\begin{aligned} & \langle p(\mathbf{r}, z_1, t) p^*(\mathbf{r}, z_2, t) \rangle = \\ & = \sum_p N_p(\mathbf{r}) \frac{\varphi_p(z_1) \varphi_p(z_2)}{k_p r}. \end{aligned} \quad (4)$$

Аналогичное описание горизонтальных корреляций акустических мод использовалось ранее в работах [8–11], где исследовалось влияние ветрового волнения на эффективность пространственной обработки сигналов на апертуре горизонтальной АР.

Здесь мы откажемся от этого приближения и будем анализировать эффективность пространственной обработки сигнала на произвольном удалении вертикальной АР от источника. При этом нам требуется вычисление парного коррелятора $\langle a_p(\mathbf{r}, t) a_q^*(\mathbf{r}, t) \rangle$. В многомодовом волноводе с нерегулярной акустически мягкой границей для него

было получено уравнение переноса [16], которое является относительно сложным для непосредственного решения его аналитическими и численными методами. В то же время анализ этого уравнения показал [17], что для прогнозирования межмодовых корреляций в мелком море при типичных скоростях ветра можно использовать

соотношение $\langle a_p(\mathbf{r}, t) a_q^*(\mathbf{r}, t) \rangle \approx \langle a_p(\mathbf{r}, t) \rangle \langle a_q^*(\mathbf{r}, t) \rangle$, т.е. при $q \neq p$ парный коррелятор модовых амплитуд приближенно равен произведению когерентных компонент модовых амплитуд. Таким образом для вертикальной корреляционной функции поля давления получаем выражение:

$$\begin{aligned} \langle p(\mathbf{r}, z_1, t) p^*(\mathbf{r}, z_2, t) \rangle = & \sum_p \sum_{q \neq p} \langle a_p(\mathbf{r}, t) \rangle \langle a_q^*(\mathbf{r}, t) \rangle \frac{\Phi_p(z_1) \Phi_q(z_2)}{\sqrt{k_p k_q} r} \exp[i(k_p - k_q) r] + \\ & + \sum_p N_p(\mathbf{r}, t) \frac{\Phi_p(z_1) \Phi_p(z_2)}{k_p r}. \end{aligned} \quad (5)$$

При этом следует учитывать, что средние значения модовых амплитуд затухают с расстоянием r по закону [16]:

$$\langle a_p(\mathbf{r}, t) \rangle = \Phi_p(z_u) \exp[-(\gamma_p + |\operatorname{Im} k_p|) r]. \quad (6)$$

Здесь γ_p — декремент затухания когерентной компоненты модовой амплитуды a_p , $\operatorname{Im} k_p$ — мнимая часть волнового числа, обусловленная потерями в донном грунте и водной среде, причем выражение для γ_p учитывает рассеяние данной моды как в другие моды дискретного спектра, так и в моды сплошного спектра. Автокорреляционная функция $N_p(\mathbf{r})$ рассчитывается в приближении “рассеяние вперед” на основании уравнения переноса. Следует отметить, что в приведенных аналитических выражениях и при дальнейшем численном моделировании учитываются все моды дискретного спектра и все моды сплошного спектра. Подробнее методика учета мод сплошного спектра обсуждается в работе [16].

Введем декартову систему координат в горизонтальной плоскости, где начало координат совпадает с горизонтальными координатами источника и ось x проходит через АР и $x = r$ соответствует координате антенны. Уравнение переноса [16] для $N_p(x)$ имеет вид:

$$\frac{\partial N_p(x)}{\partial x} = \sum_{p_2} W_{pp_2} N_{p_2}(x) - 2(\gamma_p + |\operatorname{Im} k_p|) N_p(x), \quad (7)$$

где W_{pp_2} — вероятность перехода между модами, описывающая эффекты взаимного рассеяния мод, локализованных в волноводе. Функции γ_p и W_{pp_2} выражаются через частотный спектр ветрового волнения $B(\Omega)$ следующим образом:

$$\gamma_p = \frac{g^2}{8\pi k_p} \left(\frac{d\Phi_p}{dz} \right)^2 \int_0^{k_0} \eta \sqrt{k_0^2 - \eta^2} d\eta \int_{-\pi}^{\pi} B(\Omega) \Omega^{-3} d\Phi, \quad (8)$$

$$\Omega = \sqrt{g} \left[(k_p - \eta \cos \Phi)^2 + \eta^2 \sin^2 \Phi \right]^{\frac{1}{4}}, \quad (9)$$

$$W_{pp_2} = \frac{g^2}{8k_p k_{p_2}} \left(\frac{d\Phi_{p_2}}{dz} \right)^2 \left(\frac{d\Phi_p}{dz} \right)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{B(\tilde{\omega})}{\tilde{\omega}^3} dk_y, \quad (10)$$

$$\tilde{\omega} = \sqrt{g} \left(k_y^2 + (k_p - k_{p_2})^2 \right)^{\frac{1}{4}}, \quad (11)$$

где g — ускорение свободного падения, $k_0 = \omega/c(0)$, $d\Phi_p/dz$ — производная собственной функции при $z=0$. При этом предполагается, что угловой спектр ветрового волнения является изотропным. Для анизотропного волнения уравнения (7)–(11) имеют более сложный вид [9]. Очевидно, что эффекты рассеяния на ветровом волнении наиболее важны для гидрологии зимнего типа, когда ось канала находится либо на поверхности, либо на сравнительно небольшой глубине, в противном случае производные $d\Phi_p/dz$ в формулах (8), (10) экспоненциально малы.

Для получения конкретных результатов для частотного спектра $S(\Omega)$ будем использовать общепринятую модель JONSWAP [18].

В дальнейшем нам потребуется корреляционная матрица сигнала на апертуре вертикальной АР. Выражение для элементов корреляционной матрицы следует из (5) и может быть представлено в виде:

$$\begin{aligned} N_{mn} = & C_m C_n^* + \sum_p (k_p r)^{-1} \Phi_p(z_m) \Phi_p(z_n) \times \\ & \times [N_p(r) - \Phi_p^2(z_u) \exp\{-2(\gamma_p + |\operatorname{Im} k_p|) r\}], \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} C_m = & \sum_p (k_p r)^{-\frac{1}{2}} \Phi_p(z_u) \Phi_p(z_m) \times \\ & \times \exp[ik_p r - (\gamma_p + |\operatorname{Im} k_p|) r], \end{aligned}$$

где z_n — глубина размещения элементов антенны. При получении формулы (12) мы перешли к независимому суммированию по номерам мод путем добавления в двойной сумме слагаемого с $q = p$ (и соответственно вычитанию того же выражения). Нетрудно видеть, что выражение для N_{mn} представляет собой суперпозицию матриц, обусловленных когерентной компонентой поля (первое слагаемое) и его рассеянной компонентой (второе слагаемое). Усреднение выражения (12) по r приводит к более простой формуле:

$$N_{mn} = \sum_p (k_p r)^{-1} \varphi_p(z_m) \varphi_p(z_n) N_p(r), \quad (13)$$

соответствующей матрице, сглаженной по интерференционной структуре. Такое же выражение может быть получено и без пространственного усреднения (12), если изначально предполагать некоррелированность акустических мод.

Наряду со статистической моделью сигнала при исследовании эффективности АР требуется также и конкретизация статистической модели помехи, в качестве которой далее будут рассматриваться океанические шумы. В работах [8–11], где анализировалось влияние ветрового волнения на характеристики горизонтальной антенны, использовалась простейшая модель шума, некоррелированного на элементах АР. В этом случае корреляционная матрица шума, обозначаемая R , предполагается единичной (с точностью до коэффициента, определяемого интенсивностью шума). Наряду с такой простой моделью “белого” шума в дальнейшем будет использоваться более реалистичная модель [19] динамического шума, обусловленного ветровыми приповерхностными источниками дипольного характера. При этом учитываются эффекты генерации шумового поля дипольными источниками, равномерно распределенными по поверхности, рассеяния акустических мод на ветровом волнении и затухание в донном грунте. Используя эти результаты, получим выражение корреляционной матрицы шума на апертуре вертикальной АР.

Поле давления для шума мы также представим в виде разложения по собственным модам плоскостного волновода

$$P(r, z, t) = \sum_p k_p^{-1/2} b_p(r, t) \varphi_p(z). \quad (14)$$

Будем анализировать пространственную функцию корреляции шума с вертикальным разнесением точек наблюдения:

$$\langle P(\mathbf{r}, z_1, t) P^*(\mathbf{r}, z_2, t) \rangle = R(z_1, z_2). \quad (15)$$

Она не зависит от горизонтальных координат и времени в силу статистической однородности

и стационарности шумового поля. Вследствие некоррелированности нормальных мод шума, генерируемого распределенными по поверхности источниками, $R(z_1, z_2)$ выражается через $I_p = \langle |b_p|^2 \rangle$:

$$R(z_1, z_2) = \sum_p k_p^{-1} \varphi_p(z_1) \varphi_p(z_2) I_p. \quad (16)$$

Для интенсивности I_p мод шумового поля имеем [19] уравнение переноса с дипольными источниками:

$$\sum_{p_2} W_{pp_2} I_{p_2} - 2(\gamma_p + |\operatorname{Im} k_p|) I_p + Q_p = 0, \quad (17)$$

где для γ_p и W_{pp_2} имеем те же выражения (8)–(11). Функция Q_p определяется пространственным спектром $S(k_x, k_y)$ дипольного момента давления на свободной поверхности [20]

$$Q_p = \frac{\pi^3 S(k_x = 0, k_y = 0)}{2\rho_B^2 \omega_0^2} \left(\frac{d\varphi_p}{dz} \right)^2, \quad (18)$$

где ρ_B — плотность воды.

Корреляционная матрица динамического шума R определяется решением уравнения (17) и ее элементы имеют вид:

$$R_{mn} = \sum_p k_p^{-1} \varphi_p(z_m) \varphi_p(z_n) I_p. \quad (19)$$

Перейдем далее к анализу характеристик вертикальной АР в зависимости от выбранного метода обработки сигнала. Будем считать, что АР состоит из M эквидистантных элементов с межэлементным расстоянием d , для которого будем использовать стандартное значение, равное половине длины волны на частоте f_0 . Для количественной оценки эффективности пространственной обработки сигналов выберем коэффициент усиления антенны G , который стандартно определяется как величина выходного отношения сигнал/шум (ОСШ), отнесенная к величине ОСШ на отдельном приемном элементе. Очевидно, величина G зависит не только от вида корреляционных матриц сигнала и шума, но и метода пространственной обработки. Для сравнения мы рассмотрим три известных метода пространственной обработки: 1 — стандартный метод ФАР (соответствующий коэффициент усиления обозначим G_0), 2 — метод оптимальной линейной обработки (коэффициент усиления обозначим G_1), 3 — метод оптимальной квадратичной обработки (коэффициент усиления обозначим G_2). При этом для коэффициента усиления G_0 имеем выражение

$$G_0 = \frac{\sum_m \sum_n N_{mn}}{\sum_m \sum_n R_{mn}} \frac{\sum_n R_{nn}}{\sum_n N_{nn}}, \quad (20)$$

где вместо ОСШ на каком-то одном произвольно выбранном элементе АР используется значение ОСШ, усредненное по апертуре АР. Отметим, что формула (20) не предполагает использования какого-либо дополнительного амплитудно-фазового распределения (АФР) на элементах антенны. Более подробно этот момент обсуждается далее. Коэффициенты усиления G_1 и G_2 оптимальной обработки выражаются через собственные значения матрицы $\mathbf{S} = \mathbf{R}^{-1}\mathbf{N}$, что соответствует дополнительной операции пространственной декорреляции (“выбеливания”) шума [21–24]. Соответствующие выражения имеют вид:

$$G_1 = \frac{\lambda_1}{\sum_i \lambda_i} M, \quad G_2 = \frac{\left[\sum_i \lambda_i^2 \right]^{\frac{1}{2}}}{\sum_i \lambda_i} M, \quad (21)$$

где λ_i — собственные значения матрицы $\mathbf{S}$, пронумерованные в порядке их убывания (λ_1 — максимальное из них). В дальнейшем для сравнения будут приводиться и результаты вычисления коэффициентов усиления АР на фоне динамического шума и на фоне “пространственно белого” шума, для которого матрица шума $\mathbf{R}$ является диагональной, и в формулах (21) фигурируют собственные значения матрицы сигнала $\mathbf{N}$.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Ввиду сложности задачи конкретные результаты были получены путем численного моделирования. При этом очевидно, что интересующие нас эффекты наиболее значимы для мелкого моря. Рассмотрим результаты численных расчетов коэффициентов усиления G_i для звукового канала со слабым положительным градиентом скорости звука, типичным для Баренцева моря в зимний период. Предполагая профиль скорости звука линейным, выберем следующие параметры: $c(0) = 1490$ м/с, $c(H) = 1500$ м/с, глубина дна $H = 200$ м. Для модели дна будем использовать жидкое полупространство (при этом не учитывается влияние сдвиговых волн). Параметры донного грунта в мелком море отличаются большим разнообразием, но все же можно считать, что для верхнего слоя донного грунта типичны неконсолидированные либо полуконсолидированные осадки. В связи с этим, мы приведем результаты расчетов для двух моделей дна [1]: неконсолидированные осадки с типичными параметрами $\rho_0 = 2$ г/см³, $c_l = 1800$ м/с,

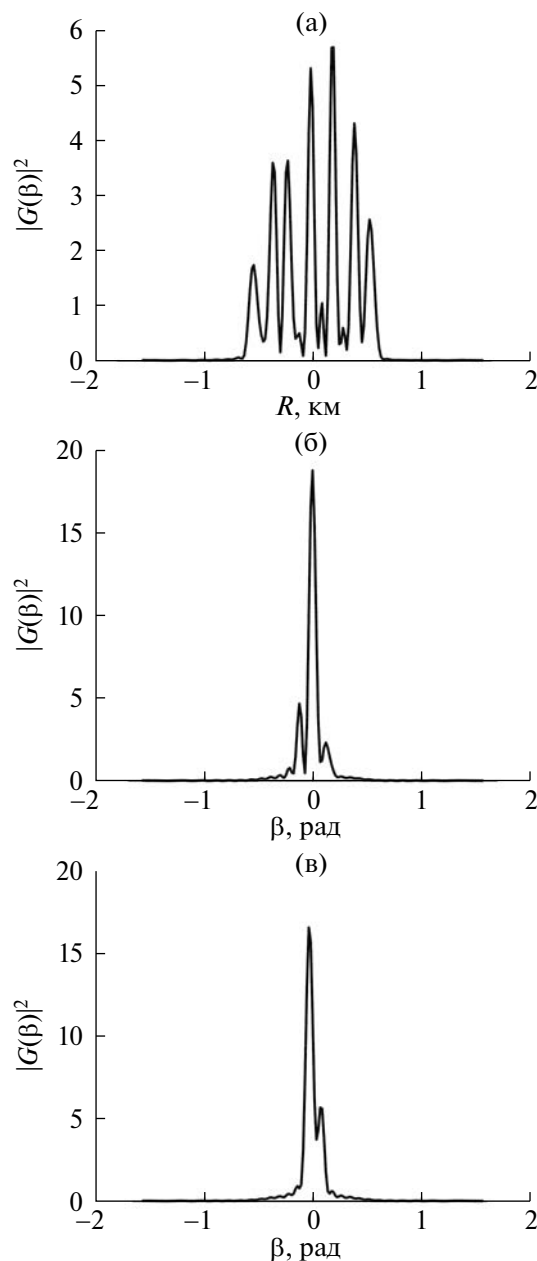


Рис. 1. Угловой отклик синфазной АР на различном удалении от источника: (а) — $R = 20$ км, (б) — $R = 100$ км, (в) — $R = 300$ км.

коэффициентом затухания $\delta = 0.2$ дБ/км Гц и полуконсолидированные осадки с параметрами $\rho_0 = 2$ г/см³, $c_l = 2500$ м/с, $\delta = 0.1$ дБ/км Гц. Предполагаем, что источник с частотой излучения $f = 250$ Гц расположен на глубине $z_{\text{и}} = 100$ м и на той же глубине находится центр вертикальной антенны с числом элементов $M = 25$ и межэлементным расстоянием $d = 3$ м. Расчеты проводились для скорости ветра $V = 10$ м/с и $V = 15$ м/с, т.е. умеренного и сильного ветрового волнения. Основное

внимание при этом уделялось зависимости коэффициента усиления АР от расстояния до источника в широком диапазоне значений $5 \leq r \leq 500$ км. Проанализируем вначале результаты численных расчетов для модели дна, соответствующей неконсолидированным осадкам, т.е. $c_l = 1800$ м/с, $\delta = 0.2$ дБ/км Гц.

Предварительно рассмотрим изменение с расстоянием r дисперсии углового отклика антенны $G(\beta)$:

$$|G(\beta)|^2 = \frac{\sum_{mn} N_{mn} \exp[ik_0 d(m-n)\sin\beta]}{\sum_m N_{mm}}, \quad (22)$$

где вертикальный угол β отсчитывается от нормали к антенной решетке. На рис. 1 приведены результаты расчетов этой величины при скорости ветра $V = 10$ м/с на малом, среднем и большом удалении АР от источника. Из результатов моделирования следует, что на малом удалении АР угловой спектр имеет характерную ширину $\Delta\beta \approx 0.5$ рад (что равно критическому углу звукового канала) и несколько интерференционных максимумов, положение которых меняется с расстоянием. С увеличением

дистанции, вследствие эффектов рассеяния и затухания высших мод, угловой спектр сужается и концентрируется вблизи $\beta = 0$. Таким образом, если нас интересует повышение эффективности вертикальной АР (увеличение ее коэффициента усиления) на значительном удалении от источника, то введение каких-либо дополнительных АФР на ее апертуре, ориентированных на локальные интерференционные максимумы, не представляется целесообразным. Именно поэтому мы не использовали их в выражении для G_0 , соответствующем методу ФАР.

Перейдем теперь к обсуждению непосредственно результатов численного моделирования коэффициентов усиления АР, соответствующих как методу ФАР (G_0), так и оптимальным методам обработки (G_1 и G_2). Чтобы продемонстрировать влияние статистической модели шума, результаты расчетов приведем и для динамического (ветрового) шума и для “пространственно белого” шума (некоррелированного на элементах АР).

Для получения более наглядной зависимости коэффициентов G_i от дистанции и скорости ветра будем рассматривать результаты расчетов, сглаженные по интерференционной структуре (конкретно

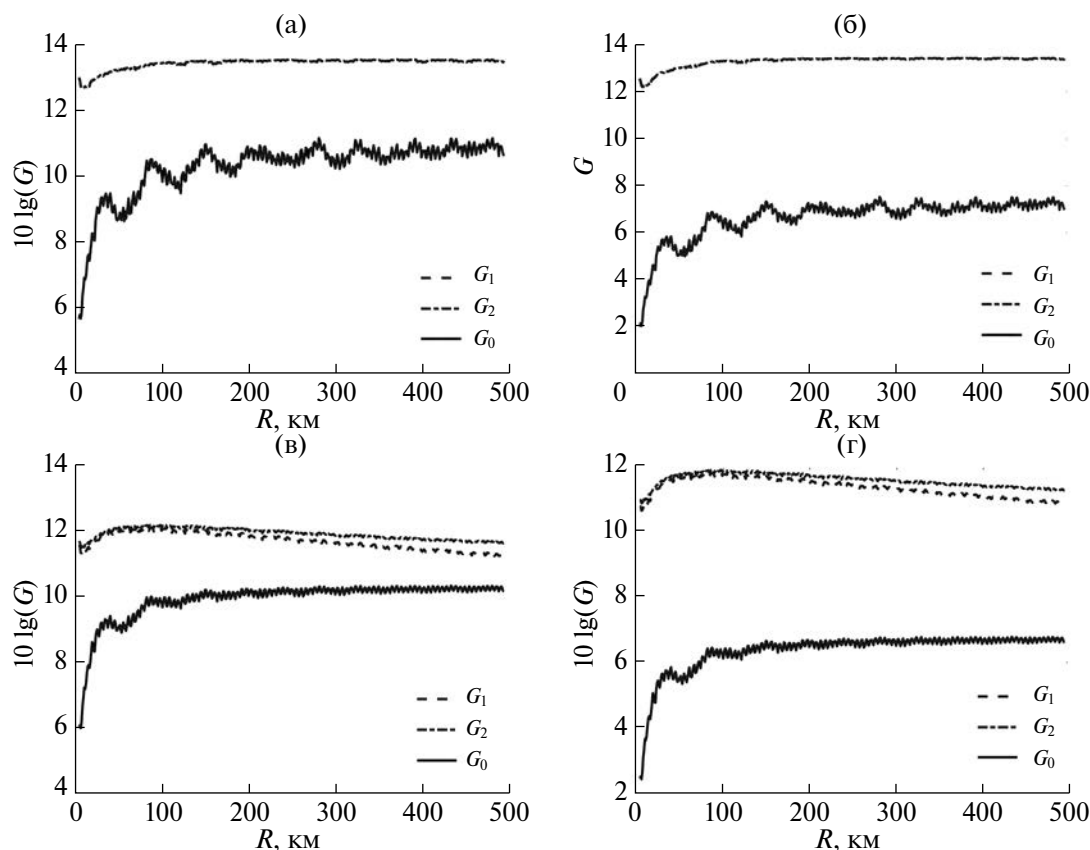


Рис. 2. Сглаженные коэффициенты усиления АР при скорости ветра (а, б) — $V = 10$ м/с и (в, г) — $V = 15$ м/с на фоне (а, в) — некоррелированного шума и (б, г) — динамического шума. Неконсолидированные донные осадки.

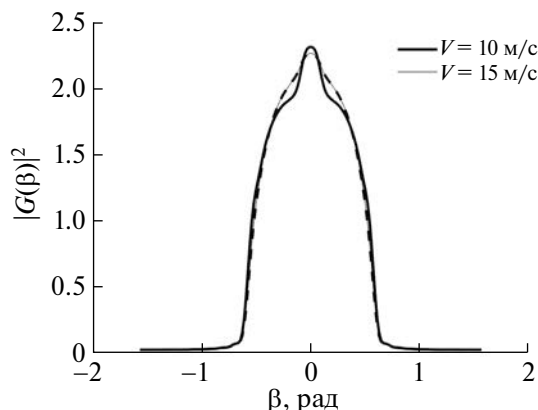


Рис. 3. Угловой отклик АР на поле динамического шума для двух скоростей ветра.

на интервале $\Delta r = 10$ км). На рис. 2 приведены соответствующие результаты для двух значений скорости ветра. Заметим при этом, что значение $G = 10 \lg M$, при $M = 25$ равное 14 дБ, соответствует коэффициенту усиления АР в свободном пространстве для когерентного сигнала на фоне белого шума. Нетрудно видеть, что результаты оптимальной обработки сигнала при умеренном ветровом волнении ($V = 10$ м/с) на фоне белого шума близки к этому предельному значению, проигрывая ему 0.5–1 дБ.

Результаты расчетов на фоне динамического шума (частично коррелированного на элементах АР) для оптимальной обработки сигнала приводят к близким результатам, что является прямым следствием упомянутой выше дополнительной операции “выбеливания” шума при вычислении коэффициентов G_1 и G_2 . Что касается коэффициента усиления G_0 , соответствующего методу ФАР (в нашем случае синфазная обработка сигнала для всех элементов АР), то здесь результаты моделирования имеют качественно другой характер: с увеличением дистанции значение G_0 растет от 5.5 до 11 дБ в случае белого шума и, соответственно, от 2 до 7 дБ в случае динамического шума. Увеличение коэффициента усиления G_0 с дистанцией объясняется затуханием (вследствие рассеяния и потерь в донном грунте) сигнальных мод с высокими номерами и сужением углового спектра сигнала (см. рис. 1). Вследствие этого эффекта на значительном удалении АР от источника $r \approx 200$ км значения G_0 приближаются к значениям оптимальной обработки (G_1 и G_2), хотя и проигрывают около 2 дБ. Для объяснения отличия результатов расчетов G_0 на фоне белого и динамического шума, которое составляет около 4 дБ, на рис. 3 приведены результаты моделирования углового отклика АР на поле динамического шума. Видно, что характерная ширина углового отклика порядка 0.5 рад, что равно

критическому углу волновода при $c_l = 1800$ м/с. Отличие этой величины от характерной ширины углового спектра “пространственно белого” шума (т.е. π) и объясняет разницу 4 дБ в результатах приведенных расчетов.

При сильном ветровом волнении (см. рис. 2в, 2г) результаты расчетов имеют качественно такой же характер, но наблюдаются и некоторые отличия. Значения коэффициентов усиления при оптимальной линейной и квадратичной обработке уже заметно отличаются, причем выигрыш квадратичной обработки растет с дистанцией и достигает 0.5 дБ. При этом на удалении $r > 100$ км от источника коэффициенты G_1 и G_2 монотонно снижаются. Коэффициент G_0 хотя и растет с дистанцией, но его увеличение не превышает 4 дБ. Отличие результатов расчетов G_1 и G_2 для белого и динамического шума по-прежнему незначительно. Для G_0 оно составляет те же 4 дБ, что объясняется малым отличием углового спектра динамического шума при $V = 10$ и $V = 15$ м/с (см. рис. 3).

Рассмотрим теперь результаты численного моделирования для другой модели дна, соответствующей полуконсолидированным осадкам: $c_l = 2500$ м/с, $\rho_0 = 2$ г/см³, $\delta = 0.1$ дБ/км Гц. На рис. 4 приведены результаты соответствующих расчетов, полученных путем усреднения на интервале $\Delta r = 10$ км локальных коэффициентов усиления G , вычисляемых с учетом межмодовых корреляций. Прежде всего отметим, что значения коэффициента G_0 для модели динамического шума и “белого” шума отличаются уже на 1.5–2 дБ, а не на 4 дБ. Это объясняется увеличением критического угла волновода, соответственно, ширины вертикального углового спектра динамического шума. При увеличении скорости звука в дне расширяется и модовый спектр сигнала и, соответственно, усиливаются эффекты рассеяния акустических мод на ветровом волнении (что нетрудно видеть из приведенных выше выражений для W_{mn} и γ_n). Вследствие этого при сильном ветре $V = 15$ м/с коэффициенты усиления G_1 и G_2 на 2–3 дБ меньше аналогичных значений, вычисленных для модели неконсолидированных осадков, а выигрыш квадратичной обработки, в сравнении с линейной, достигает 1.5 дБ. Соответственно уменьшаются и предельные значения G_0 , соответствующие большому удалению АР от источника: 8 дБ для “белого” шума и 6.5 дБ для динамического шума. При умеренном ветре $V = 10$ м/с различие результатов, полученных для двух моделей дна, несколько меньше; например, значения, соответствующие оптимальной обработке G_1 и G_2 различаются на децибел при $r \sim 200$ –300 км, причем сами G_1 и G_2 практически совпадают. Интересно также отметить, что в случае полуконсолидированных осадков коэффициенты оптимальной обработки G_1 и G_2 заметно растут

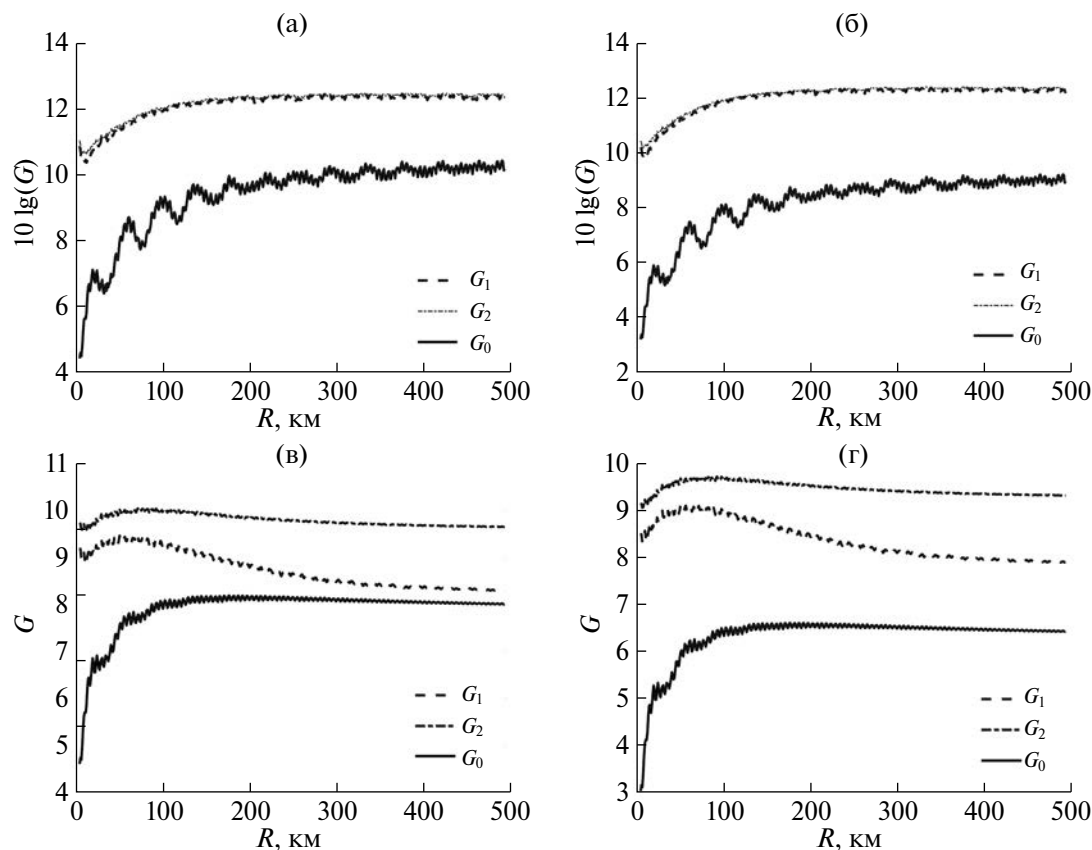


Рис. 4. Результаты расчетов, аналогичные приведенным на рис. 2, для полуконсолидированных донных осадков.

с расстоянием при умеренном ветре ($V = 10$ м/с) и спадают при сильном ветре ($V = 15$ м/с).

Рассмотрим теперь важный вопрос о степени влияния межмодовых корреляций на результаты пространственной обработки с применением вертикальной АР. Для этого сравним данные численного моделирования в случае неконсолидированных осадков (см. рис. 2) с аналогичными результатами, полученными с использованием усредненной по интерференционной структуре корреляционной матрицы сигнала (13), не учитывающей межмодовые корреляторы. Результаты этих расчетов приведены ниже на рис. 6.

Предварительно рассмотрим коэффициенты усиления G_i в регулярном плоскостном волноводе без ветрового волнения ($V = 0$). Соответствующие результаты для двух моделей океанического шума приведены на рис. 5. Видно, что данные расчетов коэффициентов усиления G_1 и G_2 , полученные с использованием упрощенной модели корреляционной матрицы сигнала, усредненной по интерференционной структуре (12) существенно отличаются от физически понятных значений $G_2 = G_1 = M$, полученных на основании модели,

учитывающей межмодовые корреляции (т.е. формулы (13)). Напротив, результаты расчетов коэффициента усиления G_0 , полученных на основе формулы (13), и сглаженные результаты моделирования по формуле (12) практически совпадают. Чтобы понять с чем это связано, обратимся к формулам для корреляционной матрицы сигнала, учитывающей межмодовые корреляторы (12) и упрощенной матрицы (13), полученной путем усреднения по интерференционной структуре. Для регулярного волновода в выражении (12) отсутствует второе слагаемое, соответствующее рассеянной компоненте сигнала, и декремент $\gamma_n = 0$. При этом матрица (12) является диадной, т.е. имеет одно ненулевое собственное значение. Отсюда, с учетом операции выбеливания, следует, что $G_2 = G_1 = M$ и для “пространственно белого” и для динамического шума. Усредненная по интерференционной структуре матрица сигнала (13), как нетрудно видеть, уже не является диадной, т.е. имеет ряд ненулевых собственных значений, что и объясняет результаты расчетов, приведенных на рис. 5в, 5г. Все это можно интерпретировать как проявление эффекта псевдодекорреляции, возникающей вследствие неадекватного использования операции усреднения

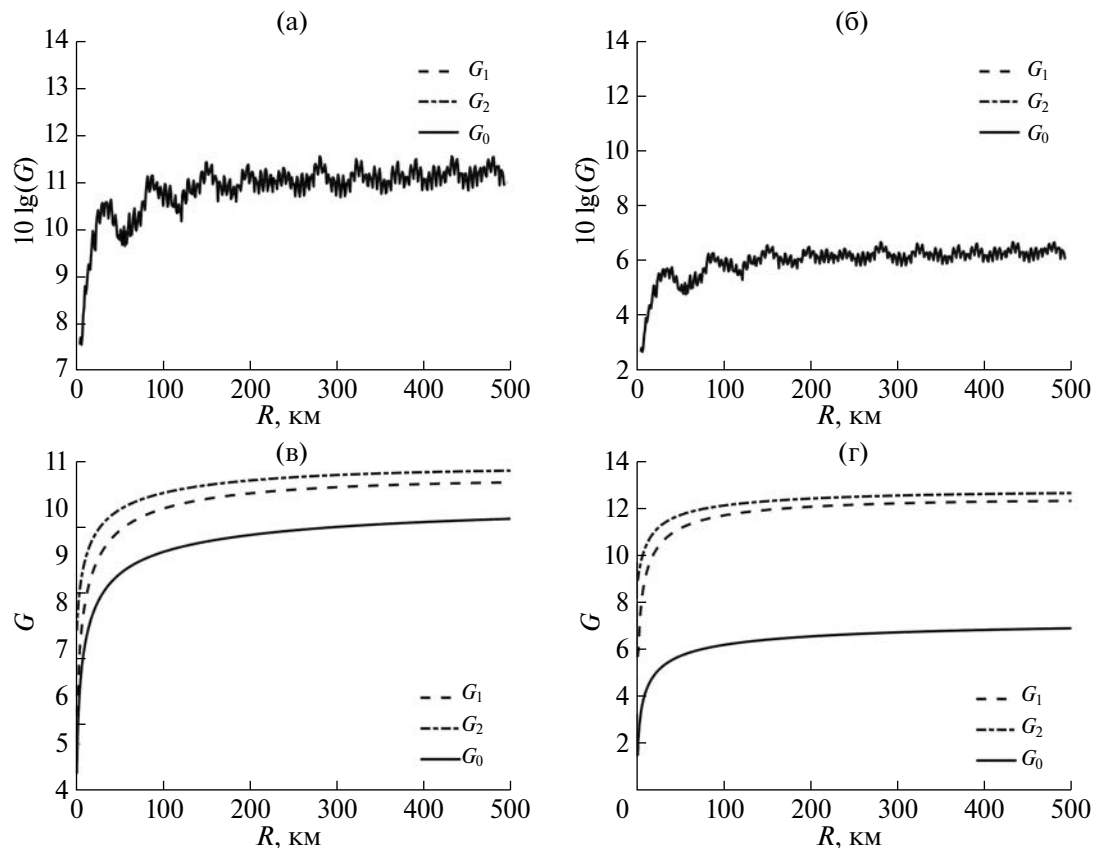


Рис. 5. Коэффициенты усиления АР в регулярном волноводе ($V=0$): пространственно сглаженные результаты моделирования с использованием (а, б) — точной корреляционной матрицы сигнала и (в, г) — упрощенной матрицы, не учитывающей межмодовые корреляции. (а, в) — Некоррелированный шум, (б, г) — динамический шум.

корреляционной матрицы сигнала по интерференционной структуре (или изначального предположения об отсутствии межмодовых корреляций). То, что этот эффект не проявляется для метода ФАР, также понятно, поскольку он является линейной операцией по отношению к входному сигналу на элементах АР и поэтому коммутирует с операцией пространственного усреднения сигнала по интерференционной структуре (т.е. конечный результат не зависит от изменения их последовательности). Вычисление коэффициентов усиления G_1 и G_2 при оптимальной обработке, напротив, является нелинейной операцией и поэтому не коммутирует с операцией пространственного усреднения. Таким образом, изменение последовательности операций вычисления коэффициентов G_1 и G_2 и пространственного усреднения приводит к принципиально другому результату. Для получения правильных пространственно сглаженных коэффициентов усиления АР при оптимальной обработке сигнала необходимо сглаживать локальные значения самих величин G_1 и G_2 , а не использовать пространственно усредненную матрицу входного сигнала. Как видно на рис. 5, ошибка,

обусловленная псевдодекорреляцией, максимальна при расположении АР вблизи источника и достигает 8 дБ. При увеличении дистанции эта ошибка монотонно уменьшается, однако, и при большом удалении АР от источника (200–300 км) она существенна и имеет величину порядка 2 дБ.

Перейдем к сопоставлению аналогичных результатов при умеренном и сильном ветровом волнении. На рис. 6 приведены результаты численного моделирования коэффициентов усиления G_i с использованием упрощенной корреляционной матрицы сигнала (13), сглаженной по интерференционной структуре. Сравнение их с результатами расчетов, выполненных на основании корреляционной матрицы (12), учитывающей межмодовые корреляторы (см. рис. 2), показывает, что и в этом случае для коэффициента усиления G_0 , соответствующего методу ФАР, мы получаем близкие результаты, отличие в пределах 0.5 дБ. Что касается коэффициентов усиления G_1 и G_2 , соответствующих оптимальной обработке сигнала, то здесь результаты отличаются не только количественно, но и качественно (особенно на малых и средних дистанциях). На малых расстояниях $r \leq 50$ км значения

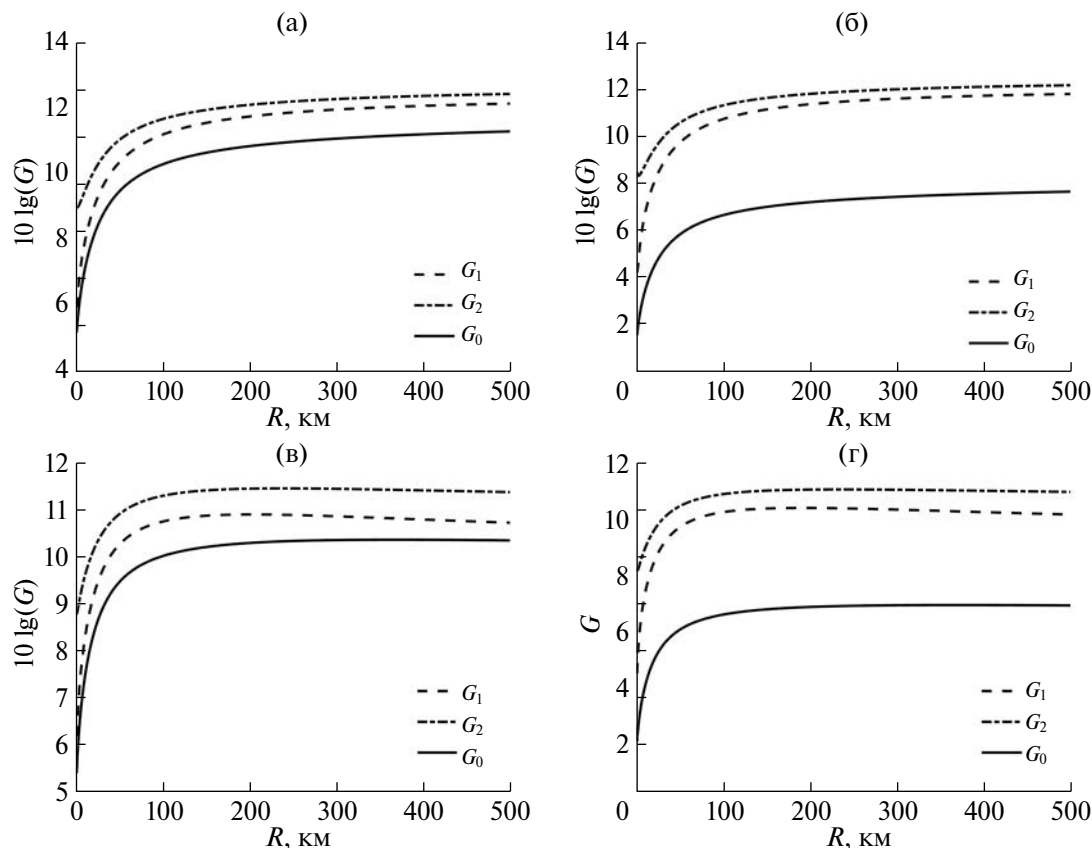


Рис. 6. Коэффициенты усиления АР, рассчитанные без учета межмодовых корреляций, при скорости ветра (а, б) — $V = 10$ м/с и (в, г) — $V = 15$ м/с на фоне (а, в) — некоррелированного шума и (б, г) — динамического шума. Неконсолидированные донные осадки.

G_1 и G_2 , рассчитанные на основании усредненной по интерференционной структуре матрицы сигнала (13), на 3–5 дБ меньше аналогичных, полученных с учетом межмодовых корреляций, причем значения, соответствующие оптимальной линейной и квадратичной обработке, не совпадают, как на рис. 2, а различаются на 3–4 дБ. Этот эффект также обусловлен в основном псевдодекорреляцией, поскольку фактическая декорреляция сигнала из-за эффектов многократного рассеяния акустических мод на ветровом волнении на малом удалении АР от источника не столь значима. Таким образом, можно сделать вывод, что в случае вертикальной приемной АР использование усредненной по интерференционной структуре корреляционной матрицы сигнала (или приближения некоррелированных мод) приводит к псевдодекорреляции сигнала и принципиально неверным результатам для оптимальной обработки, хотя и оправдано для метода ФАР. Отметим, что в случае горизонтальной АР, где эти соображения также необходимо учитывать, применение усредненной корреляционной матрицы сигнала может и не приводить к столь значительным ошибкам [11].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведено исследование влияния ветрового волнения на эффективность пространственной обработки узкополосных акустических сигналов с использованием вертикальной АР в мелком море. Проанализирована эффективность трех методов обработки: ФАР, т.е. фазированной антенной решетки (соответствующий коэффициент усиления обозначен G_0), оптимальной линейной обработки (G_1) и оптимальной квадратичной обработки (G_2). Для расчета корреляционной матрицы сигнала на апертуре вертикальной АР использовалась теоретическая модель, описывающая эффекты многократного рассеяния акустических мод на ветровом волнении и их затухание в донном грунте. При этом корреляционная матрица формируется как рассеянной, так и когерентной компонентами акустического поля и учитывает межмодовые корреляции. В качестве помехи рассматривались океанический шум, для которого использовались две модели: шум, некоррелированный на элементах АР, и динамический шум, генерируемый дипольными ветровыми источниками. В последнем случае теоретическая модель шума

учитывает генерацию шумового поля ветровыми дипольными источниками, его рассеяние на взволнованной поверхности и затухание в дне. Приведены результаты численного моделирования для Баренцева моря с гидрологией зимнего типа и различных акустических характеристиках донных осадков. При этом анализировались значения коэффициентов усиления G_i , сглаженные по интерференционной структуре (на интервале $\Delta r = 10$ км).

Продемонстрирована высокая эффективность применения алгоритмов оптимальной обработки сигнала применительно к вертикальной АР в мелком море. Например, в случае некоррелированных донных осадков и АР с числом элементов $M = 25$ сглаженные коэффициенты усиления G_1 и G_2 слабо зависят от дистанции R и имеют значения 13 дБ при умеренном ветре $V = 10$ м/с и 11–12 дБ при сильном ветре $V = 15$ м/с в широком диапазоне $5 \text{ км} \leq R \leq 500 \text{ км}$. Эти результаты близки к предельному значению $10 \lg M$, соответствующему волноводу с регулярными параметрами. Метод ФАР (в нашем случае синфазная АР) существенно проигрывает оптимальным методам, особенно в случае динамического шума и на малом удалении АР от источника $R \leq 50$ км.

Особое внимание уделено влиянию на результаты обработки межмодовых корреляций. Показано, что традиционное использование корреляционной матрицы сигнала, сглаженной по интерференционной структуре (или предположение о некоррелированности акустических мод), в случае вертикальной АР приводит к принципиально неверным результатам при оптимальной обработке сигнала, хотя для метода ФАР не дает существенных ошибок. Приведено физическое объяснение этого эффекта как псевдодекорреляции сигнала на примере волновода с регулярными параметрами (т.е. в отсутствие флуктуаций среды распространения).

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 20-19-00383, <https://rscf.ru/project/20-19-00383/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кацнельсон Б.Г., Петников В.Г. Акустика мелкого моря. М.: Наука, 1997. 193 с.
2. Buckingham M.J. Array gain of a broadside vertical line array in shallow water // J. Acoust. Soc. Am. 1979. V. 65. № 1. P. 148–161.
3. Clay C.S. Comments on “Array gain of a broad side vertical array in shallow water” // J. Acoust. Soc. Am. 1979. V. 66. № 5. P. 1548–1551.
4. Hamson R.M. The theoretical gain limitations of a passive vertical line array in shallow water // J. Acoust. Soc. Am. 1980. V. 68. № 1. P. 156–164.
5. Елисеев В.А. О работе горизонтальной линейной антенны в мелком море // Акуст. журн. 1983. Т. 29. № 1. С. 44–49.
6. Елисеев В.А. Диаграмма направленности компенсированной излучающей горизонтальной линейной антенны в волноводе // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 3. С. 468–472.
7. Елисеев В.А. Усредненный отклик горизонтальной линейной антенны в мелком море // Акуст. журн. 2004. Т. 50. № 2. С. 193–197.
8. Завольский Н.А., Малеханов А.И., Раевский М.А. Сравнительный анализ методов пространственной обработки сигналов, принимаемых горизонтальной антенной решеткой в канале мелкого моря со взволнованной поверхностью // Акуст. журн. 2019. Т. 65. № 5. С. 608–618.
9. Бурдуковская В.Г., Малеханов А.И., Раевский М.А. Влияние анизотропного ветрового волнения на эффективность пространственной обработки акустических сигналов в мелком море // Акуст. журн. 2021. Т. 67. № 6. С. 617–625.
10. Раевский М.А., Бурдуковская В.Г. Пространственная обработка акустических сигналов в океанических волноводах на фоне шумов ветрового происхождения // Акуст. журн. 2023. Т. 69. № 1. 73–83.
11. Раевский М.А., Бурдуковская В.Г. Влияние межмодовых корреляций на эффективность пространственной обработки акустических сигналов в океаническом волноводе со взволнованной поверхностью // Акуст. журн. 2022. Т. 68. № 6. С. 625–637.
12. Завольский Н.А., Малеханов А.И., Раевский М.А., Смирнов А.В. Влияние ветрового волнения на характеристики горизонтальной антенны в условиях мелкого моря // Акуст. журн. 2017. Т. 63. № 5. С. 501–512.
13. Раевский М.А., Бурдуковская В.Г. Влияние случайных внутренних волн на характеристики горизонтальной антенны в мелком море // Акуст. журн. 2023. Т. 69. № 5. С. 584–594.
14. Labutina M.S., Malekhanov A.I. and Smirnov A.V. Estimation of efficiency of vertical antenna arrays in underwater sound channels // Phys. Wave Phenom. 2016. V. 24. № 2. P. 161–167.
15. Smirnov A.V., Malekhanov A.I. and Labutina M.S. Vertical array gain in a randomly inhomogeneous underwater sound channels: Effect of the array arrangement // POMA. 2021. V. 44.
16. Горская Н.С., Раевский М.А. О многократном рассеянии низкочастотных акустических волн на поверхностном волнении // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 2. С. 165–171.
17. Нечаев А.Г. Затухание интерференционной структуры акустического поля в океане со случайными неоднородностями // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 3. С. 535–538.
18. Давидан И.Н., Лопатухин Л.И., Рожков В.А. Ветровое волнение в Мировом океане. Л.: Гидрометеоиздат, 1985. 256 с.

19. Раевский М.А., Бурдуковская В.Г. Многократное рассеяние океанического шума на ветровом волнении в мелком море // Акуст. журн. 2021. Т. 67. № 5. С. 514–520.
20. Kuperman W.A., Ingenito F. Spatial correlation of surface generated noise in a stratified ocean // J. Acoust. Soc. Am. 1980. V. 67. P. 1988–1996.
21. Монзиго Р.А., Миллер Т.У. Адаптивные антенные решетки: Введение в теорию / Пер. с англ. М.: Радио и связь, 1986. 448 с.
22. Baker C.R. Optimum quadratic detection of a random vector in Gaussian noise // IEEE Trans. Commun. VOL.COM-14. 1966. № 6. P. 802–805.
23. Morgan D.R., Smith T.M. Coherence effects on the detection performance of quadratic array processors, with applications to large-array matched-field // J. Acoust. Soc. Am. 1990. V. 87. № 2. P. 737–747.
24. Малеханов А.И., Таланов В.И. Об оптимальном приеме сигналов в многомодовых волноводах // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 5. С. 891–897.

Modeling the Gain of a Vertical Antenna in a Shallow Waveguide With a Wovled Surface

M. A. Raevski¹, V. G. Burdukovskaya¹, *

¹*Institute of Applied Physics RAS, st. Ulyanova 46, BOX-120, Nizhny Novgorod, 603950 Russia*

**e-mail: bvg@appl.sci-nnov.ru*

The influence of developed wind waves on the gain of a vertical antenna in shallow ocean waveguides is studied analytically and numerically. An algorithm is proposed for calculating the model correlation matrix of the signal at the aperture of a vertical antenna array, taking into account the interference structure of the acoustic field in the sound channel. The antenna gain is analyzed for three spatial processing methods: standard phased array antenna method, optimal linear processing method and optimal quadratic processing method. The results of numerical modeling for the hydrological conditions of the Barents Sea in winter are presented. The main attention is paid to the dependence of the antenna array gain values, “smoothed” on the scale of the interference structure of the acoustic field in the waveguide, on the wind speed and characteristics of the bottom soil. The influence of intermodal correlations on the results of gain modeling for various signal processing methods is analyzed in detail. It is shown that ignoring intermodal correlations in the case of a vertical antenna leads to fundamentally erroneous results with optimal processing methods.

Keywords: shallow sea, wind waves, multiple scattering, intermode correlations, vertical antenna, gain

ХАРАКТЕРИСТИКИ СКАЛЯРНОГО ЧАСТОТНО-ВОЛНОВОГО СПЕКТРА ПРИСТЕНОЧНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ В БЕЗГРАДИЕНТНОМ ТУРБУЛЕНТНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

© 2024 г. Е. Б. Кудашев^{а, *}, Л. Р. Яблоник^{б, **}

^аИнститут космических исследований РАН, ул. Профсоюзная 84/32, Москва, 117997 Россия

^бНаучно-производственное объединение по исследованию и проектированию энергетического оборудования
им. И.И. Ползунова, ул. Атаманская 3/6, Санкт-Петербург, 191167 Россия

*e-mail: fmkdshv@gmail.com

**e-mail: yablonik@gmail.com

Поступила в редакцию 03.12.2023 г.

После доработки 13.02.2024 г.

Принята к публикации 28.02.2024 г.

Выполнен анализ основных свойств скалярного частотно-волнового спектра турбулентных давлений, представляющего суммарную энергию волновых компонент поля турбулентных давлений с заданным модулем волнового вектора. Рассмотрение скалярного спектра, обладающего самостоятельным прикладным значением, позволяет наглядно представить распределение энергии турбулентных давлений в широком диапазоне частот и волновых чисел. На основании известных моделей векторного волнового поля предложены соотношения для оценки приведенного скалярного спектра. Определены степень и характер параметрического влияния чисел Маха и Рейнольдса.

Ключевые слова: скалярный частотно-волновой спектр, турбулентные пристеночные пульсации давления, волновая структура поля пристеночных давлений, влияние числа Маха на скалярный спектр

DOI: 10.31857/S0320791924020124, **EDN:** YMXTTL

ВВЕДЕНИЕ

Скалярный частотно-волновой спектр [1] представляет суммарную энергию всех волновых компонент поля турбулентных давлений с заданным модулем волнового вектора. Помимо того, что данная характеристика имеет определенное прикладное значения, ее изучение позволяет относительно наглядно представить структуру пульсационного воздействия ввиду уменьшенного по сравнению с классическим волновым спектром количества переменных.

В данной работе выполнен анализ основных свойств скалярного частотно-волнового спектра турбулентных давлений на гладкой плоской поверхности под безградиентным турбулентным пограничным слоем при небольших дозвуковых скоростях внешнего потока. Анализ основывается на известных моделях частотно-волнового спектра.

Основное внимание уделено моделям, в которых рассматривается приведенный частотно-волновой

спектр (отнесенный к частотному спектру), что позволяет уменьшить количество режимных и сторонних факторов, влияющих на исследуемые зависимости. В качестве основных исходных выбрана модифицированная модель Ефимцова [2], в которой данные [2] по продольному и поперечному спектрам распространены на всю волновую плоскость в соответствии со схемой волнового эллиптического окна [1], модель Смольякова–Ткаченко [3], а также относительно недавняя модель Френди–Чжана [4].

Оценки влияния числа Маха на скалярный спектр выполнены на основании моделей Чейза [5]. Влияние числа Рейнольдса оценивается с использованием соответствующих зависимостей для частотного спектра, определяемых моделью Гуди [6].

В качестве основных определяющих кинематических параметров рассматриваемого скалярного спектра приняты скорость внешнего потока U и толщина пограничного слоя δ . При приведении моделей [2–6] к унифицированной форме

использованы соотношения между величиной δ и толщинами вытеснения δ^* и потери импульса δ^{**} , соответствующие закону степеней $1/7$ для распределения скоростей, справедливому при умеренно больших числах Рейнольдса [7]:

$$\delta^* = \frac{\delta}{8}; \delta^{**} = \frac{7}{72} \delta. \quad (1)$$

Меняющееся в достаточно узком диапазоне (0.03...0.04) отношение “скорости трения” U_τ к скорости U принято равным 0.035. Отметим, что аналогичный подход принят при сопоставлении различных моделей в работах [3, 4].

КАЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ

Некоторые универсальные свойства скалярного спектра могут быть получены из анализа графических зависимостей, представляющих (векторный) частотно-волновой спектр турбулентных давлений кривыми равного уровня на плоскости компонент k_1 (вдоль направления внешнего потока) и k_2 (в перпендикулярном направлении) волнового вектора $\mathbf{k}$. Такое представление получило в настоящее время широкое распространение [1, 4, 8]. При всех заметных конкретных различиях, графики, схематически показанные на рис. 1, имеют очевидные общие свойства.

Так, линии равных уровней частотно-волнового спектра представляют собой замкнутые контуры, вытянутые поперек направления потока. При этом вытянутая зона максимальных значений (зона конвективного гребня) концентрируется, как правило, вокруг единственной точки максимума, координаты которой оцениваются значениями $\left(\frac{\omega}{U_c}, 0\right)$, где ω — угловая частота, U_c — конвективная скорость, несколько меньшая скорости U внешнего потока. Скорость снижения уровней частотно-волнового спектра уменьшается по мере удаления от конвективного гребня. Собственно контуры постоянных значений волнового спектра симметричны относительно оси $k_2 = 0$, их конфигурация для приведенных спектров зависит лишь от одного параметра — безразмерной частоты $\bar{\omega} = \frac{\omega \delta}{U}$. Такая зависимость существенна лишь в диапазоне относительно небольших значений $\bar{\omega}$, в котором крутизна гребня возрастает с увеличением частоты $\bar{\omega}$. При значениях параметра $\bar{\omega}$ выше граничного значения $\bar{\omega}_{\text{гр}} \sim 10$ приведенный частотно-волновой спектр может быть оценен универсальной зависимостью от безразмерного вектора $\mathbf{k}U/\omega$. В этой автомодельной области частот двукратное отклонение продольной компоненты волнового вектора от точки максимума влечет за собой снижение значений спектра более чем на порядок. Собственно

конвективный гребень в данном случае расположен в коротковолновой области $k_1 \delta \gtrsim 10$, в которой продольные масштабы меньше толщины пограничного слоя.

Практически все модели предполагают ненулевое значение частотно-волнового спектра при $|\mathbf{k}| = 0$.

Отмеченные основные свойства модельных частотно-волновых спектров в целом подтверждаются результатами относительно недавних прямых измерений [9–12]. Некоторое отличие состоит в фактическом существовании дополнительной составляющей в акустической зоне $|\mathbf{k}| < \frac{\omega}{c}$ (c — скорость звука), в значительной мере связанной со сторонними источниками шума.

Из представленных свойств можно сделать некоторые общие выводы о характеристиках скалярного волнового спектра $\Phi(\omega, k_s)$, представляющего собой интеграл от волнового спектра $E(\omega, k_1, k_2)$ по окружности радиуса k_s [1]. При этом естественно сравнивать скалярный спектр

$$\Phi(k_s, \omega) = k_s \int_0^{2\pi} E(k_s \cos \varphi, k_s \sin \varphi, \omega) d\varphi \quad (2)$$

с достаточно изученными продольным $E_1(k_1, \omega)$ и поперечным $E_2(k_2, \omega)$ волновыми спектрами, являющимися интегралами

$$E_i(k_i, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} E(k_i, k_j, \omega) dk_j \quad (3)$$

$$i = 1, 2; j = i - (-1)^i$$

от $E(k_1, k_2, \omega)$ по всему диапазону значений соответственно k_2 и k_1 .

Рассмотрение приведенных на рис. 1 графических зависимостей приводит к следующим достаточно общим выводам:

1) В автомодельном диапазоне частот $\frac{\omega \delta}{U} \gtrsim \bar{\omega}_{\text{гр}}$ с ярко выраженным конвективным гребнем зона максимальных значений скалярного спектра близка к аналогичной области продольного волнового спектра. При этом собственно уровни максимальных значений скалярного спектра должны быть немного ниже, а пиковая зона несколько смещена в сторону высоких значений волновых чисел. Снижение частотного параметра $\bar{\omega}$, сопровождаемое размыванием конвективного гребня, приводит к росту этого смещения и в целом к большему различию между областями максимальных значений продольного и скалярного спектров.

2) В силу вытянутости контуров постоянных значений, интегрирование волнового спектра по

контуру $|k| = k_s$ при больших волновых числах можно приближенно заменить суммой интегралов по k_1 при $k_2 = k_s$ и при $k_2 = -k_s$. В этом случае, с учетом фактора симметрии, величины скалярного спектра турбулентных давлений приближаются к удвоенным значениям поперечного спектра:

$$\begin{aligned}\Phi(k_s, \omega) &\approx 2 \int_{-\infty}^{\infty} E(k_1, k_s, \omega) dk_1 = \\ &= 2E_2(k_s, \omega) \text{ при } Uk_s/\omega \gg 1.\end{aligned}\quad (4)$$

3) Поскольку в длинноволновой области ненулевое значение частотно-волнового спектра меняется относительно медленно, то здесь скалярный спектр пристеночных турбулентных давлений практически линейно зависит от волнового числа k_s , так что

$$\Phi(k_s, \omega) \approx 2\pi k_s E(0, 0, \omega) \text{ при } Uk_s/\omega \ll 1. \quad (5)$$

Представленные общие выводы иллюстрируются на рис. 2 конкретными зависимостями в терминах отнесенных к частотному спектру $P(\omega)$ безразмерных величин приведенного скалярного спектра

$$\varphi\left(k_s U/\omega, \bar{\omega}\right) = \frac{\omega}{U} \frac{\Phi(k_s, \omega)}{P(\omega)}, \quad (6)$$

продольного e_1 и поперечного e_2 волновых спектров

$$e_i\left(k_s U/\omega, \bar{\omega}\right) = \frac{\omega}{U} \frac{E_i(k_i, \omega)}{P(\omega)} \quad (7)$$

и частотно-волнового спектра

$$e\left(k_1 U/\omega, k_2 U/\omega, \bar{\omega}\right) = \left(\frac{\omega}{U}\right)^2 \frac{E(k_1, k_2, \omega)}{P(\omega)}. \quad (8)$$

Графические зависимости, представленные на рис. 2, показывают, что положения 1)...3) справедливы для всех рассмотренных достаточно различных моделей в широком диапазоне изменения параметра $\bar{\omega}$.

КОЛИЧЕСТВЕННЫЕ ОЦЕНКИ

Результаты расчетов приведенных скалярных спектров $\varphi(k_s U/\omega, \bar{\omega})$ применительно к моделям [2–4] показаны на рис. 3а–3в.

Несмотря на определенные различия, характеристики модельных спектров имеют очевидные общие свойства. Так, при высоких значениях $\bar{\omega}$ линии равного уровня стремятся к вертикальным прямым, так что волновая характеристика приобретает универсальный характер с выраженным

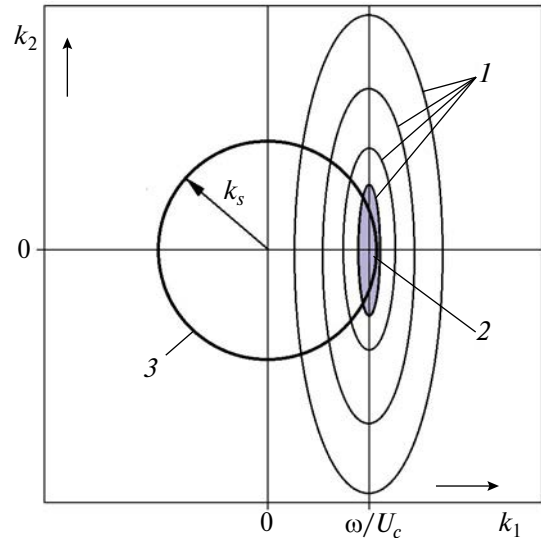


Рис. 1. К качественному анализу свойств скалярного волнового спектра; 1 – кривые равных значений частотно-волнового спектра; 2 – конвективный гребень (максимальные значения); 3 – контур интегрирования, соответствующий максимальному значению скалярного волнового спектра.

максимумом (конвективный гребень) в зоне величины $k_s U/\omega$ немногим больше единицы. При снижении характерной частоты $\bar{\omega} = \omega \delta/U$ конвективный гребень размывается, в то время как зона максимальных значений несколько смещается в сторону увеличения волновых чисел.

Аппроксимация скалярных спектров на рис. 3а–3в единым аналитическим выражением представляет собой технически непростую задачу, поскольку для всех значений частотного параметра $\bar{\omega}$ требуется выполнения условия

$$\int_0^{\infty} \varphi(k, \bar{\omega}) dk = 1, \quad (9)$$

непосредственно следующего из определения приведенного спектра φ . К настоящему времени, исходя из представленных модельных данных и условия (9), можно предложить приближенную формулу для оценки приведенного скалярного спектра поля пристеночных турбулентных давлений применительно к частотам $\bar{\omega} \geq 0.1$ в форме

$$\begin{aligned}\varphi(k_s, \bar{\omega}) &= a_1(\bar{\omega}) \varphi_0 \left[a_2(\bar{\omega}) \left(k_s / 0.8 \right)^{a_3(\bar{\omega})} \right] \times \\ &\times \exp \left[- \left(k_s / 10 \right)^{0.3} \right].\end{aligned}\quad (10)$$

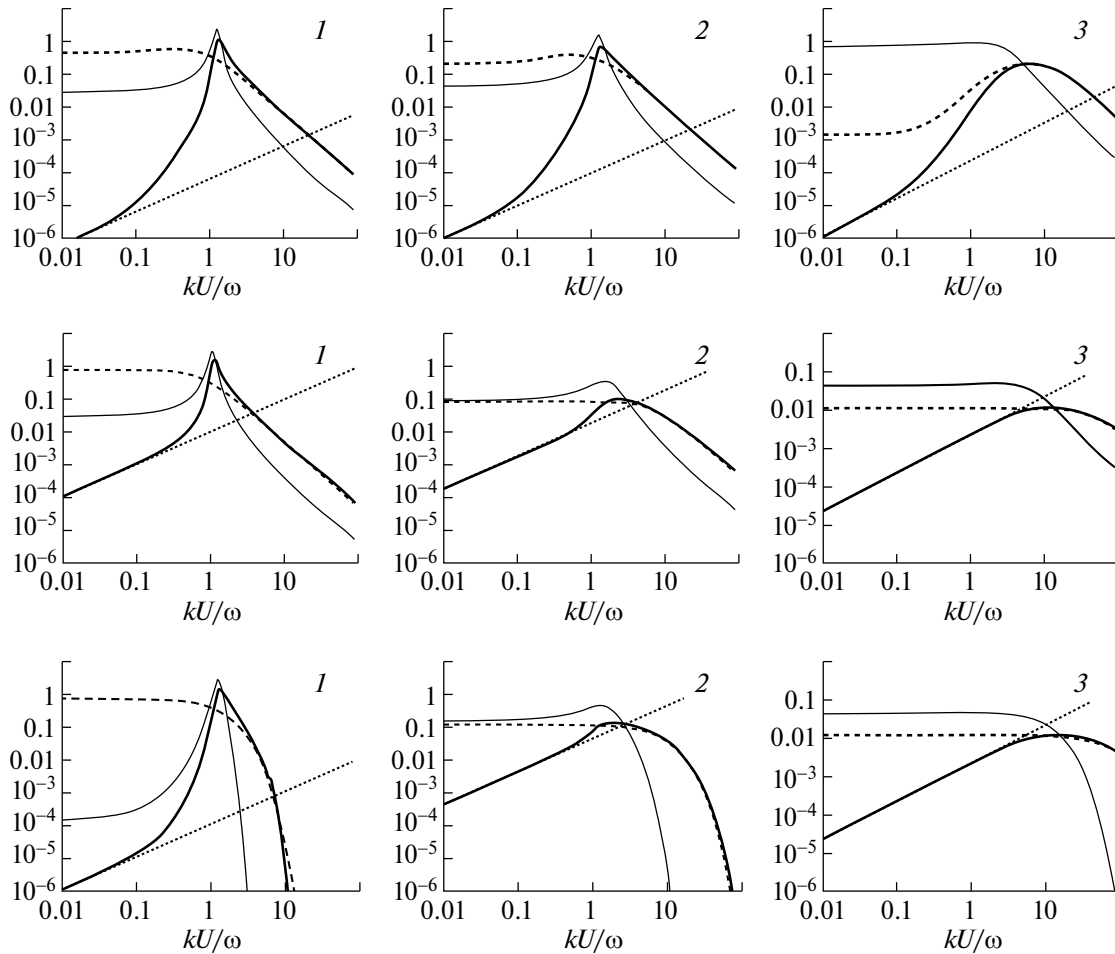


Рис. 2. Приведенные спектральные зависимости при различных значениях безразмерной частоты $\bar{\omega} = \omega\delta/U$. Модели: (а) – Смольякова–Ткаченко [3]; (б) – модифицированная Ефимцова [2]; (в) – Френди–Чжана [4]. Значения $\bar{\omega} = \omega\delta/U$: 1 – 10; 2 – 1.0; 3 – 0.1. Кривые: — $\Phi(kU/\omega, \bar{\omega})$; — $e_1(kU/\omega, \bar{\omega})$; - - - $2e_2(kU/\omega, \bar{\omega})$; $2\pi\epsilon(0,0,\bar{\omega})kU/\omega$.

Здесь функции ϕ_0, a_1, a_2 и a_3 определены выражениями:

$$\phi_0(x) = 0.0012x \frac{1+15x^2}{1+0.56x^5} + \frac{2.4x^{11}}{1+x^{14}};$$

$$a_1(\bar{\omega}) = \frac{\bar{\omega}^3}{0.6(\bar{\omega}^3 + 0.001)} \left(1 - \exp\left(-\frac{\bar{\omega}^{1.3}}{1.6}\right) \right);$$

$$a_2(\bar{\omega}) = 1 - \exp(-2.6\bar{\omega}^{0.2}); \quad a_3(\bar{\omega}) = 1 - \exp(-\bar{\omega}^{0.8}).$$

Кривые равных уровней скалярного спектра, посчитанного по формуле (10), приведены на рис. 3г. Несмотря на некоторую громоздкость, использование данных соотношений достаточно

удобно при моделировании экспериментов и прикладных оценках. Последние естественно проводить в переменных $k_s\delta$ и $\bar{\omega}$, в которых линейная и временная компоненты независимы.

В переменных $k_s\delta$ и $\bar{\omega}$ выражение для приведенного скалярного спектра $\psi(k_s\delta, \bar{\omega})$ связано с рассмотренной характеристикой $\phi(k_sU/\omega, \bar{\omega})$ простым соотношением

$$\psi(k_s\delta, \bar{\omega}) = \frac{1}{\bar{\omega}} \phi\left(k_s\delta/\bar{\omega}, \bar{\omega}\right). \quad (11)$$

При этом скалярный волновой спектр (2) представляется посредством произведения

$$\Phi(k_s, \omega) = \delta\psi(k_s\delta, \bar{\omega})P(\omega). \quad (12)$$

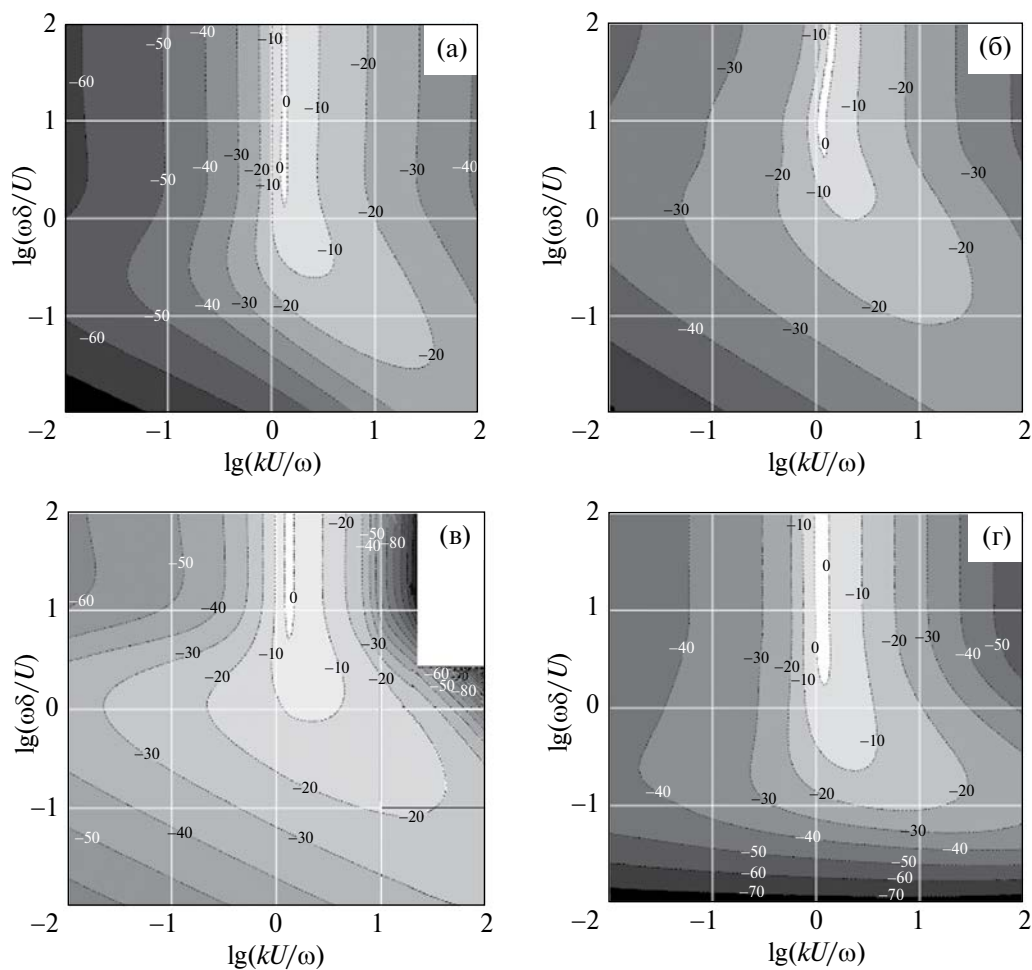


Рис. 3. Кривые равных уровней приведенного скалярного спектра $\Phi\left(k_s U/\omega, \bar{\omega}\right)$. Показаны значения $10\lg\Phi$. Модели: (а) – Смольякова–Ткаченко [3]; (б) – модифицированная Ефимова [2]; (в) – Френди–Чжана [4]; (г) – приближение (10).

На рис. 4 представлены результаты расчетов безразмерного скалярного волнового спектра

$$\bar{\Phi}(k_s \delta, \bar{\omega}) = \frac{U}{\tau^2 \delta^2} \Phi(k_s, \omega) \quad (13)$$

(τ – касательное напряжение на стенке) применительно к рассмотренным моделям. Расчеты выполнены в соответствии с (12), где частотный спектр $P(\omega)$ определен эмпирическим соотношением Гуди [6, 13], получившим к настоящему времени наибольшее признание, при значении параметра

$$R_T = \left(\frac{U \tau}{U}\right)^2 \text{Re}_\delta, \text{ равном } 100.$$

Графические зависимости рис. 4 дают исчерпывающую наглядную информацию о скалярном волновом спектре пристеночных турбулентных

давлений в рамках рассматриваемых моделей. В частности, из них видно, что наибольшие уровни скалярного спектра наблюдаются в зоне волновых чисел в районе $k_s \sim \frac{1}{\delta}$.

О ВЛИЯНИИ ЧИСЕЛ МАХА И РЕЙНОЛЬДСА

Влияние сжимаемости на характеристики скалярного спектра может быть оценено на основании расширенной модели Чейза [5]. Согласно этой модели, обоснованной для значений $\bar{\omega} > 1$ [14], волновое поле турбулентных пристеночных давлений может быть представлено в рамках схемы несжимаемой жидкости при условии, что квадраты волновых чисел турбулентных давлений значительно

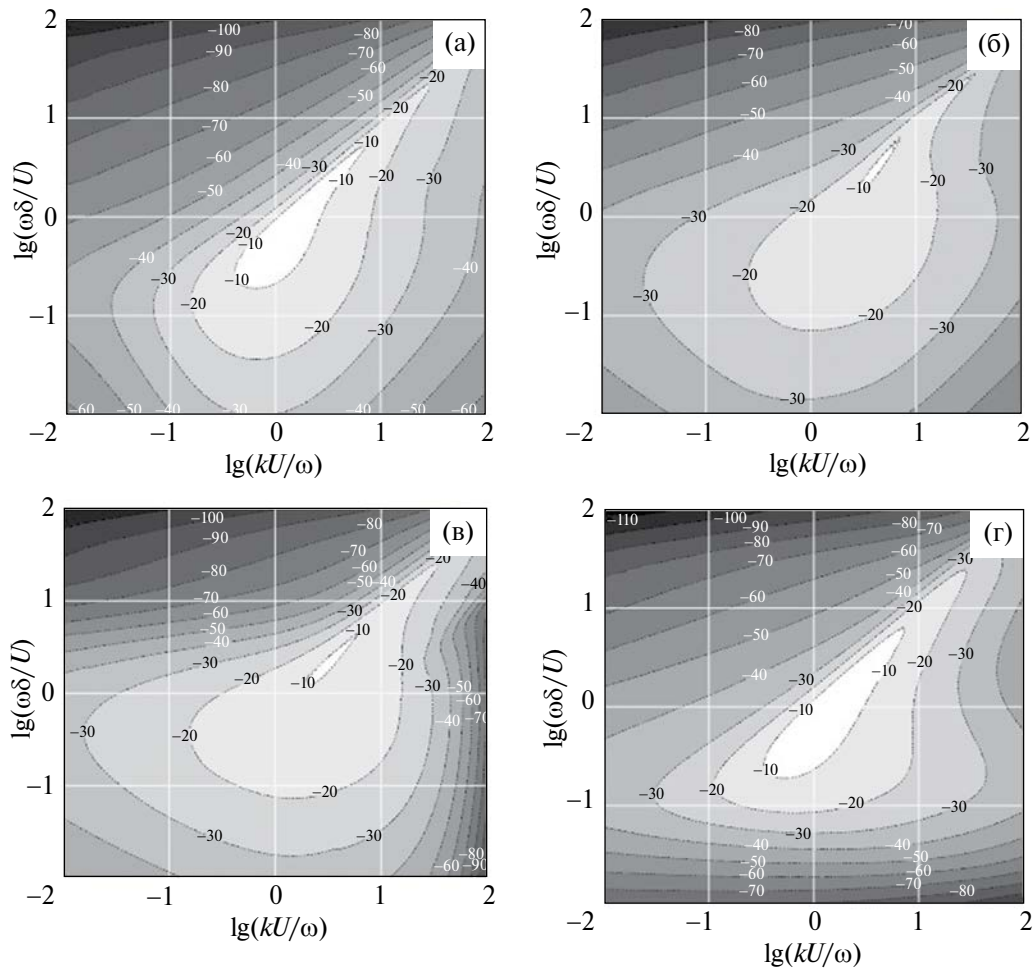


Рис. 4. Кривые равных уровней безразмерного скалярного спектра $\bar{\Phi}(k_s \delta, \bar{\omega})$. Показаны значения $10\lg \bar{\Phi}$. Модели: (а) – Смольякова–Ткаченко [3]; (б) – модифицированная Ефимцова [2]; (в) – Френди–Чжана [4]; (г) – скалярная модель (10).

превышают соответствующие значения генерируемого потоком звукового поля, т.е. при

$$k^2 \gg \left(\frac{\omega}{c}\right)^2. \quad (14)$$

В переменных диаграмм рис. 4 данное условие может быть переписано в виде соотношения

$$\left(\frac{\bar{\omega}}{k_s \delta}\right)^2 \ll \frac{1}{M^2}, \quad (15)$$

определяющего зону относительного влияния числа Маха M на форму соответствующего представления скалярного спектра.

Результаты конкретных расчетов скалярного спектра для различных чисел M представлены на рис. 5. Расчеты показывают степень и характер искажения линий постоянного уровня скалярного

спектра по мере роста числа Маха. Изменения, как и следовало ожидать, развиваются в левом верхнем углу диаграммы и в рассмотренном диапазоне частот $\bar{\omega}$ даже в случае $M = 0.5$ не затрагивают уровни, приближающиеся к максимальным. Безусловно, данный результат относится к случаю отсутствия сторонних акустических источников.

Что касается чисел Рейнольдса, то, в рамках рассмотренных моделей [2–4] и прикладного приближения (10), их влияние оказывается независимым от волнового числа и проявляется лишь посредством изменений частотного спектра согласно формуле (12). При этом данные соответствующих оценок, продемонстрированные на рис. 6, показывают, что снижение значений параметра R_T (однозначно связанного с числом Рейнольдса Re_δ) от 300 до 30 заметно “сплющивает” контуры постоянных значений скалярного спектра при значениях $\bar{\omega} \gtrsim 10$.

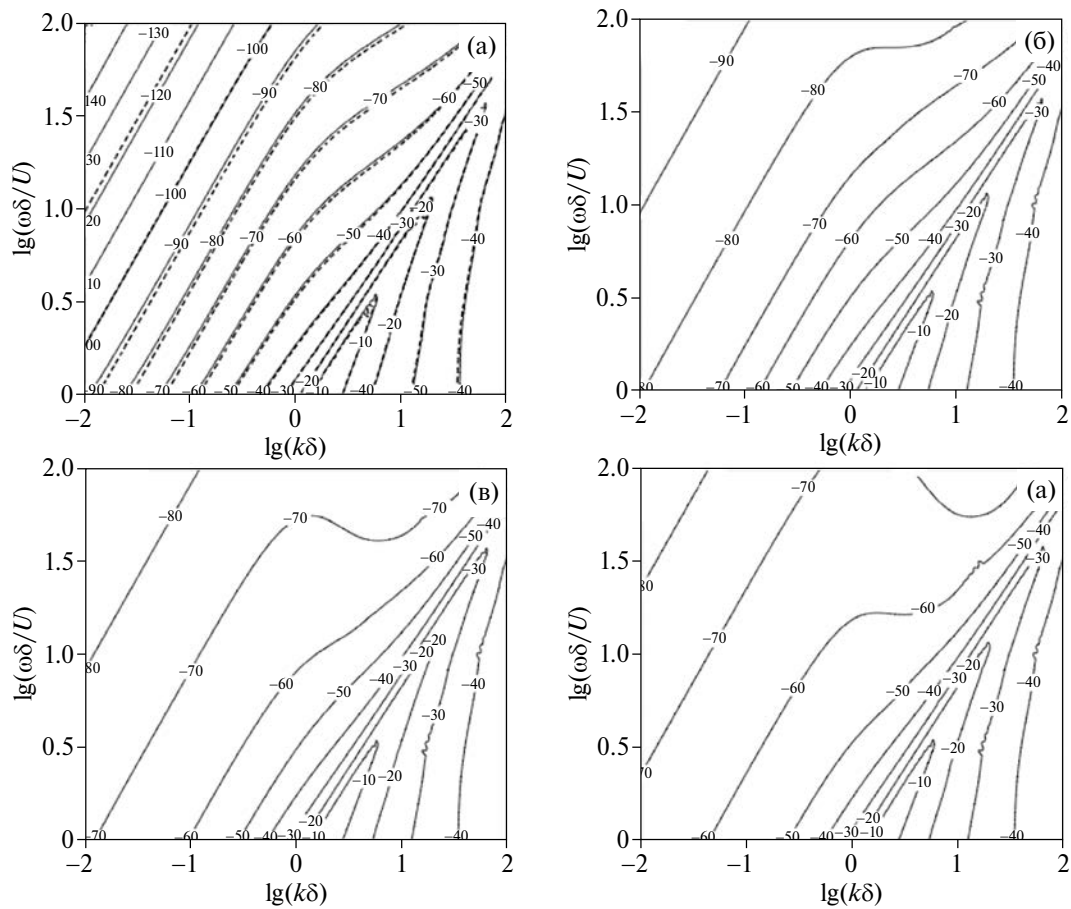


Рис. 5. Влияние числа Маха на безразмерный скалярный спектр $\bar{\Phi}(k_s\delta, \bar{\omega})$. Расширенная модель Чейза [5]. Значения чисел M : (а) – 0.01 (пунктир – 0); (б) – 0.1; (в) – 0.3; (г) – 0.5.

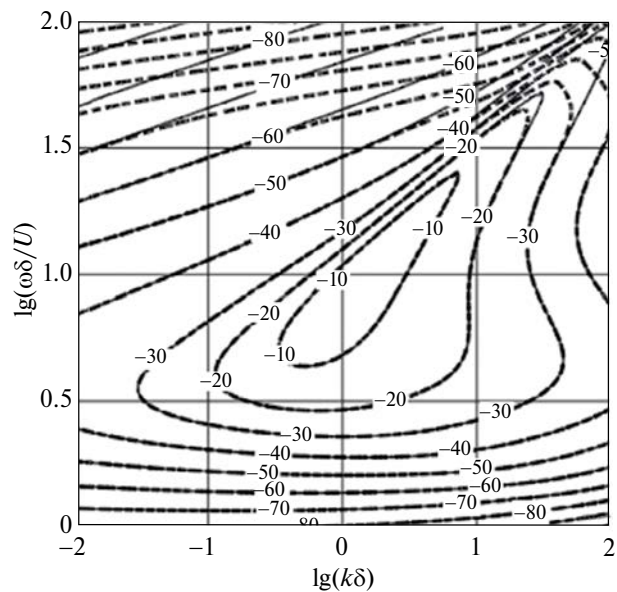


Рис. 6. Влияние числа Рейнольдса на безразмерный скалярный спектр $\bar{\Phi}(k_s\delta, \bar{\omega})$. Скалярная модель (10). Значения R_T : — 300; - - - 30.

Необходимо отметить, что представленная формальная независимость степени воздействия чисел Рейнольдса от волновых масштабов может быть объяснена лишь ограниченностью использованных здесь моделей приведенного частотно-волнового спектра, в которых фактор вязкости не учитывается.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены характеристики скалярного частотно-волнового спектра, представляющего в компактной и наглядной форме информацию о волновой структуре поля турбулентных пристеночных пульсаций давления в пограничном слое. Исходя из сложившихся к настоящему времени общих представлений о частотно-волновом спектре турбулентных давлений, сформулированы универсальные свойства его скалярного аналога. Полученные на базе известных моделей конкретные результаты расчетов скалярного спектра позволили установить его характерные особенности и сформулировать степень и характер влияния основных определяющих

параметров. В частности, отмечено определенное смещение максимума приведенного скалярного

спектра $\Phi\left(k_s U / \omega, \bar{\omega}\right)$ в сторону высоких волновых

чисел при уменьшении характерной частоты $\bar{\omega}$ ниже значения $\bar{\omega} = 1$. Предложена приближенная модель собственно скалярного волнового спектра, допускающая использование как при моделировании и обработке экспериментальных методов, так и при решении широкого круга прикладных задач, в которых значимые эффекты воздействия турбулентных пульсаций зависят лишь от модуля волнового вектора.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (тема “Мониторинг” № 122042500031-8).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кудашев Е.Б., Яблоник Л.Р. Модели и методы скалярной волновой фильтрации полей пристеночных турбулентных пульсаций давления // Акуст. журн. 2022. Т. 68. № 6. С. 670–678.
2. Ефимцов Б.М. Критерии подобия спектров пристеночных пульсаций давления турбулентного пограничного слоя // Акуст. журн. 1982. Т. 28. № 4. С. 491–497.
3. Смольяков А.В., Ткаченко В.М. Модели поля псевдозвуковых турбулентных пристеночных давлений и опытные данные // Акуст. журн. 1991. Т. 37. № 6. С. 1199–1207.
4. Frendi A., Zhang M. A New Turbulent Wall-Pressure Fluctuation Model for Fluid-Structure Interaction // J. Vib. Acoust. 2020. V. 142. № 2. P. 021018. <https://doi.org/10.1115/1.4045771>
5. Chase D.M. The character of the turbulent wall pressure spectrum at subconvective wavenumbers and a suggested comprehensive model // J. Sound Vib. 1987. V. 112. № 1. P. 125–147.
6. Goody M. An empirical model of surface pressure fluctuations // AIAA J. 2004. V. 42. P. 1788–1794.
7. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969. 744 с.
8. Prigent S.L., Salze É., Bailly C. Deconvolution of wavenumber-frequency spectra of wall pressure fluctuations // AIAA J. 2020. V. 58. № 1. P. 164–173.
9. Leclerc Q., Dinselmeyer A., Salze E., Antoni J. A comparison between different wall pressure measurement devices for the separation and analysis of TBL and acoustic contributions // Flinovia—Flow Induced Noise and Vibration Issues and Aspects-III. P. 181–206. Springer Nature Switzerland AG, 2021.
10. Arguillat B., Ricot D., Robert G., Bailly C., Robert G. Measured wavenumber: Frequency spectrum associated with acoustic and aerodynamic wall pressure fluctuations // J. Acoust. Soc. Am. 2010. V. 128. P. 1647.
11. Robin O., Moreau S., Berry A. Measurement of the wavenumber-frequency spectrum of wall pressure fluctuations: spiral-shaped rotative arrays with pin-hole-mounted quarter inch microphone // 19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference May 27–29, 2013, Berlin, Germany (AIAA 2013-2058)
12. Salze É., Bailly C., Marsden O., Jondeau E., Juvé D. An experimental investigation of wall pressure fluctuations beneath pressure gradients // AIAA AVIATION Forum. 21th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, June 22–26th 2015, Dallas, Texas.
13. Кудашев Е.Б., Яблоник Л.Р. Развитие экспериментальных исследований турбулентных пристеночных пульсаций давления. Критический анализ и обобщение накопленных опытных данных // Акуст. журн. 2021. Т. 67. № 6. С. 639–649.
14. Howe M.S. Acoustics of Fluid-Structure Interactions. Cambridge University Press, 1998. 560 p.

Characteristics of Scalar Frequency-Wave Spectrum of Wall Pressure Fluctuations at Gradient-Free Turbulent Boundary Layer

E. B. Kudashev^{1, *}, L. R. Yablonik^{2, **}

¹Space Research Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997 Russia

*²Polzunov Scientific and Development Association on Research and Design of Power Equipment,
St. Petersburg, 191167 Russia*

**e-mail: fmkdshv@gmail.com*

***e-mail: yablonik@gmail.com*

An analysis of the basic properties of the scalar frequency-wave spectrum of turbulent pressures, representing the total energy of the wave components of the turbulent pressure field with a given wave vector modulus, has been carried out. Consideration of the scalar spectrum, which has independent applied significance, allows us to visualize the energy distribution of turbulent pressures in a wide range of frequencies and wave numbers. Based on well-known vector wave field models, relations are proposed for estimating the reduced scalar spectrum. The degree and nature of the parametric influence of the Mach and Reynolds numbers are determined.

Keywords: scalar frequency-wave spectrum, turbulent near-wall pressure pulsations, wave structure of the near-wall pressure field, influence of the Mach number on the scalar spectrum

АКУСТИКА СТРУКТУРНО НЕОДНОРОДНЫХ ТВЕРДЫХ СРЕД.
ГЕОЛОГИЧЕСКАЯ РАЗВЕДКА

УДК 534.222.2; 534.6.08

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
МЕДЛЕННОЙ РЕЛАКСАЦИИ СКОРОСТИ ЗВУКА
В КАРБОНАТНОЙ ГОРНОЙ ПОРОДЕ

© 2024 г. А. В. Лебедев^{а, *}, С. А. Манаков^{а, **}

Институт прикладной физики РАН,
ул. Ульянова 46, Нижний Новгород, 603950 Россия

^{*}e-mail: swan@appl.sci-nnov.ru;

^{**}e-mail: manakovsergej@mail.ru

Поступила в редакцию: 24.07.2023 г.

После доработки: 20.11.2023 г.

Принята к публикации: 21.12.2023 г.

Представлены результаты комплексных исследований явления медленной релаксации скорости звука в структурно-неоднородных материалах после вибрационного воздействия конечной амплитуды деформаций. Результаты получены на созданной для этих исследований экспериментальной установке, обеспечившей высокую точность измерений линейных и нелинейных акустических характеристик различных материалов. Приведены результаты экспериментального исследования релаксации в карбонатной горной породе, представляющей собой структурно-неоднородный материал со сложной системой внутренних связей. Измерения позволили определить зависимости параметров релаксации от амплитуды и времени возбуждения, а также эффекты, обусловленные конечной амплитудой зондирующей волны. Дана интерпретация полученных результатов и отмечены эффекты, не получившие исчерпывающего объяснения.

Ключевые слова: нелинейная акустика структурно-неоднородных сред, медленная релаксация скорости звука

DOI: 10.31857/S0320791924020138, **EDN:** YMUCQM

1. ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что материалы со сложной внутренней структурой (например, композитные и строительные материалы, керамика) характеризуются аномальной по сравнению с однородными материалами акустической нелинейностью [1]. В случае гетерогенных материалов отклонение от закона Гука, связывающего напряжения с деформациями, существенным образом проявляется не только в величинах модулей упругости третьего и более высоких порядков, но также в гистерезисе зависимости напряжения от деформации и появлении специфических процессов релаксации [2–4]. Связи между структурными элементами в гетерогенных средах значительно отличаются от таковых внутри гомогенных сред, где они обусловлены межзатомными силами (см., например, в Главе 2 [4]). Необычные свойства гетерогенных материалов, обусловленные контактами на различных пространственных масштабах (структурной нелинейностью [1]), позволили выделить такие материалы

в отдельный класс [2]. Горные породы (природные строительные материалы) представляют собой наиболее яркий пример гетерогенных сред, поскольку их длительное (геологические временные масштабы) формирование приводит к созданию множества пространственных масштабов. Похожие свойства имеют искусственные материалы со сложной внутренней структурой: цемент, бетон, разрушенная керамика и стекло, что позволяет проводить нелинейную акустическую диагностику нарушения внутренней структуры (например, [1, 2, 4–8]). В большинстве экспериментальных исследований нелинейных акустических свойств структурно-неоднородных материалов наблюдаются два явления: гистерезис связи напряжения от деформации и медленная релаксация акустических характеристик после отключения внешнего воздействия конечной амплитуды с характерной логарифмической временной зависимостью.

Физическая модель, показавшая единый источник гистерезисной нелинейности и медленной

релаксации, была предложена в [9]. Модель основана на механизме релаксации с энергией активации, описываемой уравнением типа Аррениуса, для малой доли структурных элементов (контактов зерен, неровностей и т.п.), которые оказались в возбужденном (метастабильном) состоянии, отделенном от равновесного состояния барьером по энергии. По-видимому, впервые на связь медленной релаксации с метастабильными состояниями было указано в [10], где логарифмическая зависимость скорости зондирующей волны Рэлея от времени связывалась с уравнением типа Аррениуса. Характерный пространственный размер структурных элементов, связанных с метастабильными состояниями, оказывается порядка радиуса действия сил Ван-дер-Ваальса [9, 10]. В статье [11] дано более глубокое описание возникновения метастабильных состояний и последующего процесса релаксации остаточных деформаций. В этом случае релаксация остаточных деформаций представляет собой иерархический процесс флуктуации от микроскопических масштабов к мезоскопическому (размер трещин и/или области контакта зерен) масштабу.

Экспериментальные исследования медленной релаксации имеют давнюю историю. По-видимому, первой работой была статья [12], опубликованная в 1996 г. В статье [13] представлены обобщающие результаты экспериментальных исследований, а также феноменологическая модель, описывающая экспериментальные данные. Многочисленные экспериментальные результаты, полученные различными авторами, систематизированы и обсуждаются в [3, 4]. Наряду с лабораторными экспериментами, в которых наблюдались медленная релаксация и/или нелинейный гистерезис (например, [8, 12–17]), имеются результаты натурных измерений, использующих в качестве инструмента исследования поверхностную волну Рэлея [10], включая масштабы землетрясений [18, 19].

В представленной работе приведено сравнение результатов исследования медленной релаксации с теоретической моделью [11]. Особенностью проведенного экспериментального исследования является тщательный контроль условий выполнения измерений. Существенное влияние термодинамических условий (температура, влажность и т.п.) на нелинейные акустические характеристики было показано ранее в нашей работе [17]. Судя по литературным источникам, недостаточно исследованными вопросами, которым уделено внимание в представленной работе, являются зависимости характеристик релаксации от:

- 1) времени и амплитуды возбуждения,
- 2) амплитуды пробной волны.

Работа организована следующим образом. В разделе 2 представлено описание экспериментальной

установки. В разделе 3 приведены результаты измерений. В разделе 4 дана краткая сводка результатов работы [11] и приведено обсуждение полученных результатов. Итог выполненного исследования подведен в разделе 5.

2. ОПИСАНИЕ МЕТОДОВ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Внешний вид экспериментальной установки представлен на рис. 1, на заднем плане видны стенки термостата. Во многом экспериментальная установка воспроизводит ту, что использовалась в нашей работе [17] (сравни с рис. 1 этой статьи). Образец 3 зажимался между двумя акустическими преобразователями (1 — излучатель и 2 — приемник) и помещался в замкнутый объем 4, внутри которого поддерживались неизменными температура и давление. Материал образца представлял собой доломитизированный известняк с плотностью 2.8 г/см^3 и пористостью 18.3%, размеры образца $98.5 \times 50.5 \times 29.7 \text{ мм}$. Подробная информация о химическом составе, распределении зерен по размерам, а также линейных акустических характеристиках приведена в [20].

Преобразователи имели конструкцию, аналогичную описанной в [21] (рис. 2 статьи), и представляли собой стопку пьезопластин, размещенную между полусферическим элементом, обеспечивающим устойчивый контакт с образцом, и опорной массой малого размера, не имеющей резонансов в полосе частот ниже 100 кГц. Подробный анализ работы преобразователей, значения частот контактных резонансов, размера пятна контакта и связь смещений и сил с напряжением на обкладках пьезопластин, представлен в [21]. Для увеличения амплитуды колебаний образца в настоящей работе использовалась стопка пьезопластин вместо одной в [21] и в качестве материала полусферического контактного элемента использовался дюралюминий.

Отличием схемы размещения преобразователей от использованной в статье [17] было размещение акустических преобразователей в геометрических центрах поперечных сечений вдоль максимальной длины образца (рис. 1) для максимально эффективного возбуждения моды продольных колебаний образца. Температура T , давление P , вес образца W и влажность H контролировались датчиками, установленными внутри замкнутого объема на латунном основании 5 или связанной с ним металлической опоре (рис. 1). Температура T измерялась двумя датчиками: один из них устанавливался на основании, второй представлял собой бесконтактный инфракрасный (IR на рис. 1б). Вес образца W определялся по изгибу консольной балки (6 на рис. 1) с помощью 4-х тензорезисторов

(балочным тензодатчиком). Блок сбора цифровых данных (обозначен цифрой 8 на рис. 1), поступающих с датчиков температуры, влажности, давления и веса, размещался вне измерительного объема, для исключения перегрева и коррозии (см. ниже), там же размещался дифференциальный усилитель заряда (цифра 7 на рис. 1). Цифрой 9 на рис. 1 отмечен шланг из вакуумной резины, предназначенный для откачки воздуха из объема 4. Шланг подсоединен снизу к основанию 5 на рис. 1. Вся установка выравнивалась (винтовые опоры на рис. 1а) и размещалась в термостате ТВЛ-К170, поддерживавшем температуру с паспортной точностью $\pm 0.5^\circ\text{C}$. Сигналы с цифровых датчиков контроля температуры, влажности, веса и давления считывались платой 8 и передавались на компьютер, расположенный вне термостата. Вариации температуры внутри замкнутого объема в течение каждого цикла измерений составляли не более $\pm 0.1^\circ\text{C}$, влажность изменялась в пределах $\pm 0.3\%$ при атмосферном давлении или менее при уменьшении давления (см. ниже).

Схема контроля температуры, давления и влажности, использованная в работе [17], оказалась непригодной для длительного использования: в конце измерений электроника, размещенная внутри контрольного объема, оказалась неисправна из-за коррозии и перегрева в условиях низкого давления. Авторы представленного исследования учли обнаруженные недостатки и внесли изменения в схемы контроля термодинамических условий, при которых проводятся акустические измерения: все электронные компоненты, выделяющие тепло, были вынесены за пределы замкнутого объема (элементы 7 и 8 на рис. 1). Сами преобразователи, имеющие малое потребление энергии, размещались либо на латунном основании (элемент 5 на рис. 1), либо на металлических опорах, которые имели тепловой контакт с нижним металлическим основанием, что хорошо видно на рис. 1 для элемента 6 (балочного тензодатчика) и для бесконтактного инфракрасного термометра (датчик IR на рис. 1б), контролирующего нагрев образца при интенсивном возбуждении.

Для максимально возможного подавления помех, наводок и т.п. использовались датчики с цифровым выходом для регистрируемых значений температуры T , давления P и влажности H . Аналоговые данные W с тензорезисторов поступали на специализированный аналого-цифровой преобразователь внутри блока сбора информации (8 на рис. 1). Данные с датчиков T , P , H и W подвергались цифровой фильтрации для уменьшения погрешности их показаний. Акустические преобразователи также подверглись изменениям, т.к. размещение согласующего усилителя рядом с приемником невозможно по той же причине, что и для остальных электронных компонентов. Элемент согласования для преобразователя 2 был выполнен по схеме

дифференциального усилителя заряда (см., например, [22, 23]), что исключает влияние кабеля на результаты измерений и подавление синфазной помехи. Усилитель был помещен в экран (элемент 7 на рис. 1). Для дополнительного подавления синфазной помехи от высоковольтного сигнала на излучателе 1 (рис. 1) его конструкция также была изменена таким образом, чтобы обеспечить единую точку заземления экранов всех кабелей (так называемая “мекка заземления” [22]). Также авторы представленного исследования позаботились о развязке “аналоговой и цифровой земель”, что исключило взаимное влияние цифровых данных (датчики, контролирующие условия проведения измерений) и аналоговых (акустических) сигналов. Выходной каскад усилителя заряда подключался к дифференциальному входу аналого-цифровых преобразователей National Instruments, имеющих разрядность 24 бита и низкий уровень собственного шума. Такие усилия были предприняты для обеспечения максимально достижимой точности измерений в широком диапазоне амплитуд деформаций $10^{-9} \lesssim \varepsilon \lesssim 10^{-5}$.

Изменения скорости звука в образце оценивались по временной изменчивости резонансной частоты фундаментальной моды продольных колебаний образца. Измерения резонансной частоты выполнялись следующим образом. Исходная временная запись делилась на перекрывающиеся фрагменты длительностью около 16 с. Для каждого фрагмента оценивалась передаточная функция между сигналом возбуждения и сигналом с приемника. Для зондирующих сигналов малой амплитуды резонансный отклик продольной моды колебаний представляет собой кривую Лоренца [24]. Данная кривая была использована для аппроксимации передаточной функции вблизи резонансной частоты. Аппроксимация осуществлялась взвешенным методом наименьших квадратов, где веса задавались стандартным образом с учетом величины отношения сигнал-шум [25]. При использовании зондирующих сигналов конечной амплитуды наблюдались отклонения от кривой Лоренца. В этом случае использовалась аппроксимация более высокого порядка, чем квадратичная для кривой Лоренца, чтобы учесть искажения, обусловленные нелинейностью колебаний. Резонансная частота в этом случае определялась как частота, отвечающая максимуму спектральной плотности мощности.

В процессе настройки экспериментальной установки было установлено, что акустические характеристики чувствительны к малым изменениям атмосферного давления. Факт зависимости акустических характеристик от атмосферного давления не является чем-то удивительным, поскольку, как показано в нашей работе [20], где измерения проводились на том же образце карбонатной породы,

производная от модуля объемной жесткости по давлению составляла по порядку величины 10^3 , и наблюдавшиеся нами малые вариации резонансных частот образца находились в очень хорошем согласии с регистрируемыми изменениями давления внутри измерительного объема. Заметим, что указанная величина тензочувствительности не является какой-то аномальной, о чем свидетельствуют многочисленные экспериментальные данные различных групп исследователей (например, [26], где представлены данные для различных материалов). Для исключения эффекта влияния атмосферы давление внутри измерительного объема было уменьшено на величину, превышающую наблюдавшиеся в процессе измерений вариации атмосферного давления, после чего был перекрыт кран (виден в верхней части рис. 1), и замкнутый объем 4 был полностью изолирован от изменений атмосферного давления. Отметим, что в известных авторам литературных источниках влияние

атмосферного давления на измерения, подобные представленным далее, никак не обсуждалось, вероятно, из-за малой заметности этого эффекта. Предположительно, обнаруженный нами эффект дополнительно указывает на достигнутую нами высокую чувствительность (точность) предложенной реализации экспериментальных исследований эффектов медленной релаксации в структурно-неоднородных материалах.

Для исключения “эффектов памяти” каждая новая серия измерений проводилась спустя сутки и более после выполнения предыдущей (также в разделе 3). Насколько мы можем судить по выполненной процедуре проверки воспроизводимости результатов, взаимное влияние серий измерений друг на друга исключалось. Каждая серия измерений включала следующую последовательность действий. На первом этапе, до возбуждения конечной амплитуды деформации, производилось измерение исходной резонансной частоты

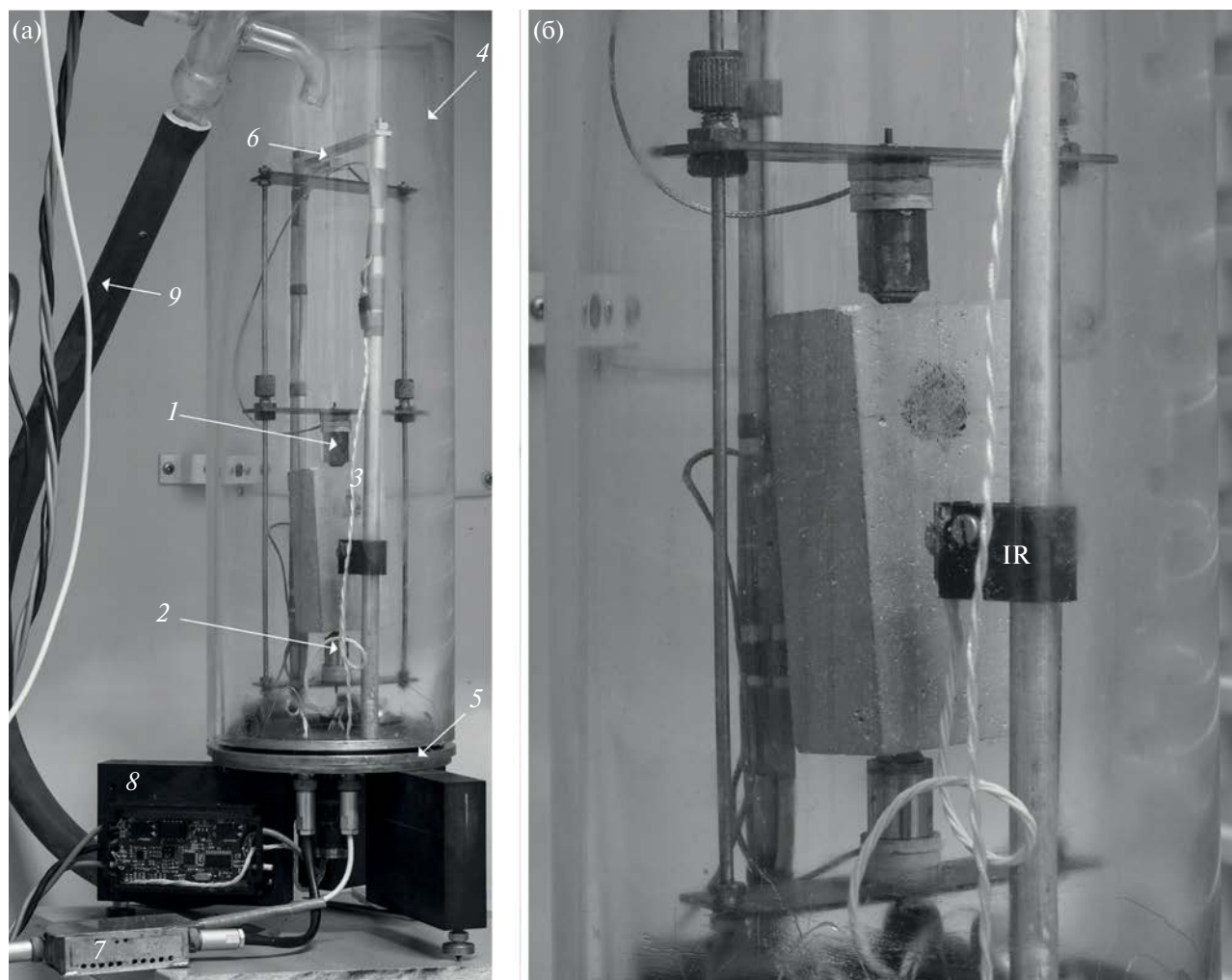


Рис. 1. (а) – Внешний вид экспериментальной установки, (б) – крупным планом показан образец с акустическими преобразователями (IR – инфракрасный датчик температуры).

(невозмущенного значения). На втором этапе выполнялось возбуждение образца сигналом линейной частотной модуляции с девиацией относительно возмущенного значения резонансной частоты ± 40 Гц и заданной длительностью возбуждения. На третьем этапе при наблюдении релаксации выполнялись измерения временной изменчивости резонансной частоты с использованием акустических волн малой амплитуды, отвечающей деформации порядка 10^{-8} , если не указано другое значение. Для повышения точности измерений за счет включения большого числа точек на резонансной кривой использовался зондирующий сигнал линейной частотной модуляции с девиацией частоты ± 100 Гц.

Выполненные экспериментальные исследования включали:

1) измерение зависимости начального относительного смещения резонансной частоты от амплитуды деформаций. Согласно результатам работ [9, 11] эта зависимость должна быть линейной, но имеющиеся в литературе данные (например, [13, 19]) достаточно сильно зашумлены, и поэтому определение вида этой зависимости представляет интерес;

2) измерения характеристик релаксации при различных амплитудах возбуждения и длительности возбуждения. Вопрос влияния длительности возбуждения практически не рассматривался в литературе: имеются результаты по длительному [13] и кратковременному [19] воздействиям, а сама зависимость от времени воздействия не исследована;

3) измерения характеристик релаксации при различных амплитудах пробной волны, т.е. исследование эффектов так называемой “вибрационной температуры” (например, [27]), на которые мы ранее указывали в работе [28], где исследовалась релаксация в сыпучих средах. Исследование эффектов “вибрационной температуры” применительно к медленной релаксации, насколько известно авторам, не проводилось.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Прежде всего, следует остановиться на вопросе воспроизводимости данных и оценке возможного влияния на них вариаций термодинамических условий проведения измерений. Результат проверки воспроизводимости данных представлен на рис. 2. Здесь в левых частях графиков показаны

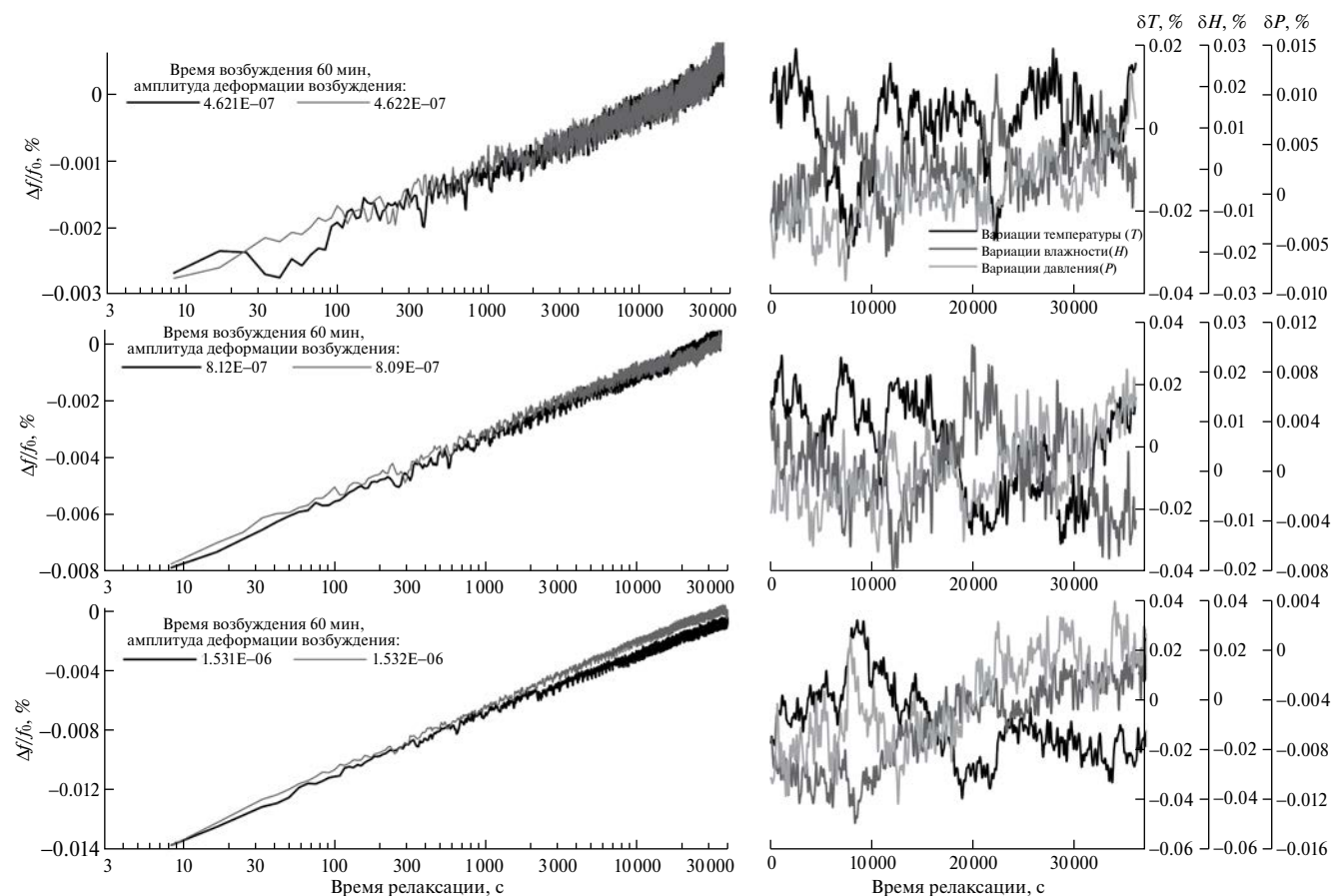


Рис. 2. Воспроизводимость данных и изменчивость условий проведения измерений.

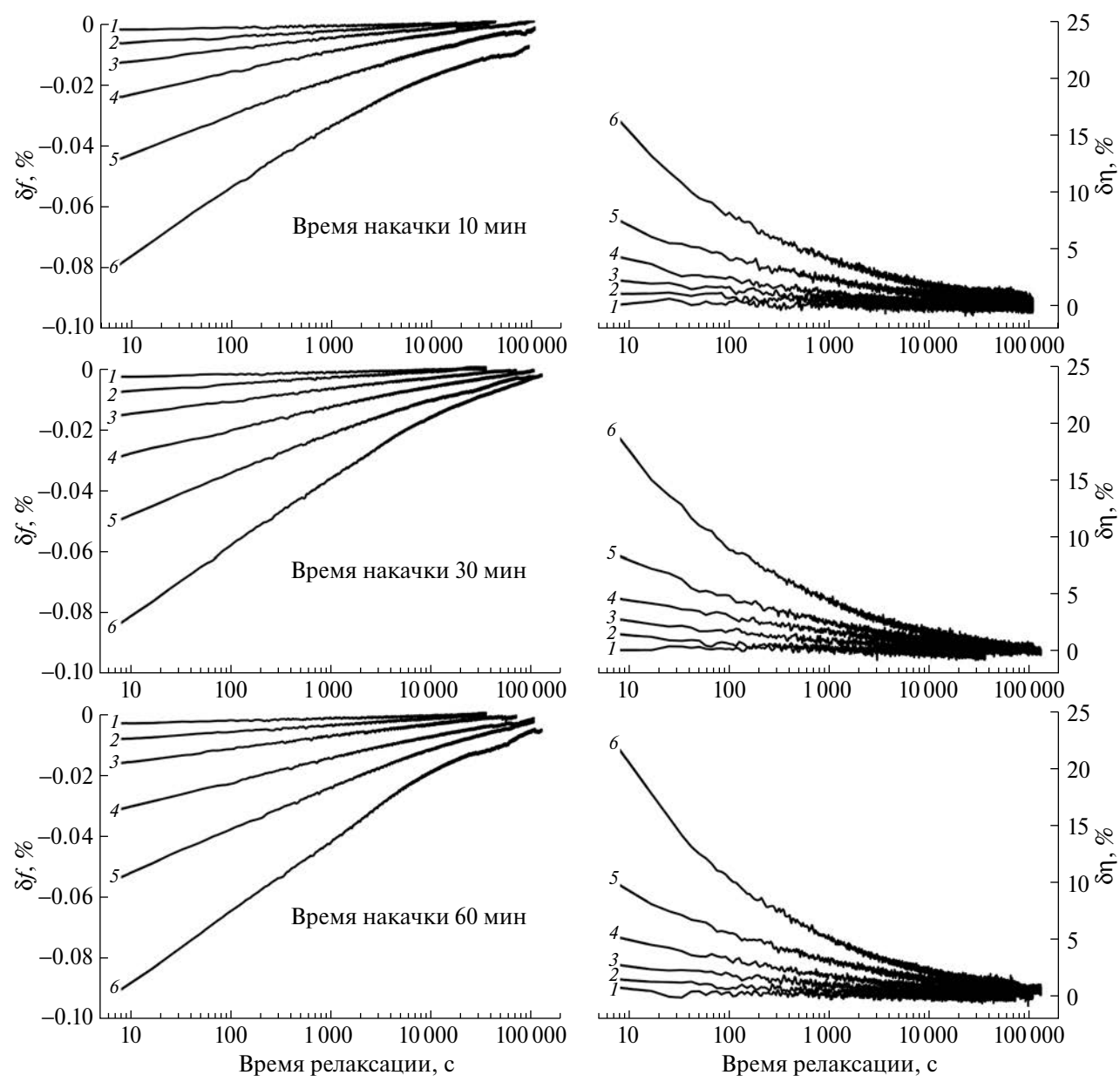


Рис. 3. Измеренные кривые релаксации возмущений δf и $\delta \eta$ при различных амплитудах и длительности возбуждения.

кривые релаксации резонансной частоты продольной моды образца, невозмущенное значение которой составляло $f_0 \approx 22$ кГц (см. также в статье [17]). Использованный логарифмический масштаб по оси времени позволяет отчетливо видеть логарифмическую зависимость относительного возмущения резонансной частоты от времени. Амплитуды деформаций в процессе возбуждения показаны на графиках. При наблюдении релаксации использовалась амплитуда деформации в пробной волне $\epsilon = 6 \times 10^{-9}$ для всех представленных на рис. 2 данных. В правой части графиков на рис. 2 показаны

относительные изменения температуры, влажности и давления внутри объема герметичной камеры в процессе измерений. Сравнение правой и левой частей графиков явно указывает на отсутствие связи между наблюдаемой медленной релаксацией с логарифмической зависимостью от времени с вариациями термодинамических параметров, отвечающих условиям проведения измерений. Малые возмущения из-за изменяющихся термодинамических параметров можно отнести на счет шумовой дорожки в акустических данных, которая наиболее заметна для малой амплитуды возбуждения (рис. 2).

Нетрудно видеть, что точность поддержания условий проведения измерений является достаточной для обеспечения воспроизводимости данных. Для малых амплитуд возбуждения $\varepsilon_p \leq 8 \times 10^{-7}$ имеет место совпадение данных с точностью до случайных отклонений: погрешность составляет примерно 0.00025% для относительного изменения частоты резонанса продольной моды образца (верхний левый график на рис. 2). Видимое на нижнем графике (рис. 2) расхождение кривых релаксации, предположительно, связано с недостаточным временным интервалом между сериями измерений, который составлял 1 сут. Поэтому в дальнейшем для данных, отвечающих большим амплитудам возбуждения, мы проводили измерения каждой последующей серии через неделю после предыдущей.

На рис. 3 представлены кривые релаксации относительных возмущений резонансной частоты δf и поглощения $\delta\eta$ для трех значений времени возбуждения (показаны на графиках). Цифрами на графиках отмечены амплитуды возбуждения: $\varepsilon_{p1} = 4.62 \times 10^{-7}$, $\varepsilon_{p2} = 8.14 \times 10^{-7}$, $\varepsilon_{p3} = 1.53 \times 10^{-6}$, $\varepsilon_{p4} = 3.06 \times 10^{-6}$, $\varepsilon_{p5} = 5.60 \times 10^{-6}$ и $\varepsilon_{p6} = 1.02 \times 10^{-5}$. В интервале времен $t \lesssim 10^4$ с наблюдается зависимость вида $\delta f = a + b \ln t$ для возмущения резонансной частоты продольной моды колебаний образца (возмущений скорости звука). На больших временах $t > 10^4$ с кривые $\delta f(t)$ обнаруживают свойства насыщения, предсказанные моделью [11]. По техническим причинам наблюдение релаксации на временах $t \gtrsim 10^5$ с было невозможно, и поэтому более четко прописать конечный этап релаксации оказалось невозможно. Переходный процесс в начальный момент времени (насыщение $\delta f(t)$ при $t \rightarrow 0$: см. в [11] и в разделе 4) на представленных графиках не наблюдается. Это позволяет сделать вывод о малой величине времени переходного процесса. Более подробное обсуждение кривых на рис. 3, параметров логарифмической аппроксимации и их связи с микроструктурой материала представлено в разделе 4.

На всех левых и правых графиках рис. 3 сохранен одинаковый масштаб по осям ординат. Хорошо видно, что увеличение времени возбуждения приводит к увеличению начальных значений возмущений $|\delta f(0)|$ и $\delta\eta(0)$, и зависимость этих величин от времени накачки явно нелинейная. Явно видна также зависимость от амплитуды накачки. Длительность релаксации или время, при котором значения частоты и коэффициента потерь возвращаются в невозмущенные состояния, не обнаруживает явно выраженной зависимости от времени накачки для данных на рис. 3. Как следует из графиков, представленных далее, эта зависимость обнаруживается при расширении интервала времен возбуждения.

В табл. 1 приведены параметры логарифмических зависимостей $\delta f(t)$ для интервала времен релаксации $t \leq 10^4$ с. Аналогично данным статьи [13]

(см. рис. 2 статьи) величины a и b нормированы на амплитуду деформации возбуждения. Значение начального возмущения резонансной частоты $\delta f(0)$ отвечает $a + b \ln t_1$, где $t_1 \approx 8$ с — минимальное время на графиках рис. 3. Нормировка на ε_p предполагает наличие линейной связи от амплитуды возбуждения, на что указывалось в работах [9, 11, 19]. Данные табл. 1 показывают, что действительно имеет место приблизительная линейность зависимости a , b и $\delta f(0)$ от амплитуды возбуждения для величин $\varepsilon_p \gtrsim 10^{-6}$. В области малых амплитуд возбуждения явно видны отклонения от этой линейной зависимости, связанные с наличием порогового значения деформации (соответствующий анализ представлен ниже). Средние значения для трех времен возбуждения выделены в табл. 1 жирным шрифтом. Сравнение средних величин указывает на наличие зависимости параметров a и b от времени возбуждения.

Временные зависимости поглощения $\delta\eta(t)$ явно отличаются от логарифмического вида $a + b \ln t$, и это отличие наиболее ярко выражено для амплитуд возбуждения ε_{p3} , ε_{p4} , ε_{p5} и ε_{p6} . Интересно отметить, что $\delta\eta(t)$ удовлетворительно описывается полиномами относительно $\ln(t)$, где t выражено в секундах (рис. 4). При этом степень полинома имеет тенденцию к увеличению с ростом амплитуды возбуждения ε_p . Для $\varepsilon_p \leq \varepsilon_{p3}$ коэффициент потерь имеет зависимость от времени вида $a + b \ln t$, как и $\delta f(t)$. Как следует из результатов работы [11], медленная релаксация связана с остаточными деформациями, которые, в свою очередь, связаны с объемной концентрацией метастабильных состояний ϕ . В этом случае появление степеней ϕ^2 и выше при больших амплитудах деформации возбуждения можно связать с эффектами коллективного рассеяния на метастабильных состояниях (см. также обсуждение в разделе 4).

Согласно результатам работ [9, 11, 19] имеется пороговое значение ε_p , ниже которого отсутствует отрыв контактов зерен и, следовательно, невозможен переход в метастабильные состояния. На рис. 5 представлены результаты измерений начальных возмущений $\delta f(0)$. Во-первых, мы видим явную зависимость от времени возбуждения: экспериментальные точки для $t_p = 10$ мин лежат ниже точек для $t_p = 60$ мин (зависимость от времени возбуждения обсуждается ниже). Во-вторых, для наиболее подробных данных, полученных при $t_p = 60$ мин, показаны две аппроксимации зависимости $\delta f(0)$ от амплитуды накачки: линейная вида $\tilde{A} + \tilde{B}\varepsilon_p$ и квадратичная вида $\tilde{A} + \tilde{B}\varepsilon_p + \tilde{C}\varepsilon_p^2$. Вторая из них несильно отличается от линейной в исследованном диапазоне изменения ε_p , и поэтому можно говорить только о тенденции к отклонению от линейной зависимости по мере увеличения амплитуды деформации возбуждения. На линейность зависимости $\delta f(0)$ от амплитуды возбуждения

Таблица 1. Параметры кривых релаксации на рис. 3

$\varepsilon_p \times 10^6$	t_p , мин	a / ε_p	b / ε_p	$\delta f(0) / \varepsilon_p$
0.46	10.2	-67.1 ± 0.9	6.77 ± 0.11	-52.7 ± 1.1
0.82	10.2	-95.5 ± 0.4	9.70 ± 0.05	-74.9 ± 0.5
1.50	10.2	-99.3 ± 0.3	9.86 ± 0.03	-78.3 ± 0.4
3.03	10.2	-89.8 ± 0.2	8.58 ± 0.03	-71.5 ± 0.3
5.54	10.2	-90.3 ± 0.1	8.18 ± 0.02	-72.9 ± 0.2
10.2	10.2	-86.3 ± 0.1	7.62 ± 0.02	-70.1 ± 0.2
	10.2	-88.0 ± 0.4	8.45 ± 0.04	-70.1 ± 0.4
0.46	30.2	-79.4 ± 0.7	8.30 ± 0.09	-61.7 ± 0.9
0.81	30.2	-111.2 ± 0.4	11.07 ± 0.05	-87.7 ± 0.5
1.53	30.2	-117.1 ± 0.2	10.71 ± 0.03	-94.3 ± 0.3
3.05	30.2	-110.2 ± 0.2	9.98 ± 0.02	-89.0 ± 0.2
5.58	30.2	-102.1 ± 0.1	9.18 ± 0.02	-82.6 ± 0.2
10.2	30.2	-97.8 ± 0.1	9.01 ± 0.01	-78.7 ± 0.1
	30.2	-103.0 ± 0.3	9.71 ± 0.04	-82.3 ± 0.4
0.46	60.3	-82.2 ± 0.7	8.23 ± 0.08	-64.6 ± 0.9
0.81	60.3	-122.2 ± 0.4	11.85 ± 0.05	-97.0 ± 0.5
1.53	60.3	-126.1 ± 0.3	11.86 ± 0.03	-100.8 ± 0.3
3.06	60.3	-119.5 ± 0.2	10.54 ± 0.02	-97.1 ± 0.2
5.59	60.3	-113.2 ± 0.1	10.17 ± 0.01	-91.6 ± 0.1
10.2	60.3	-108.9 ± 0.1	9.90 ± 0.01	-87.8 ± 0.1
	60.3	-112.0 ± 0.3	10.42 ± 0.03	-89.8 ± 0.4

указывают результаты работ [9, 11, 19] (в частности, см. рис. 7а в статье [19]). Коэффициенты линейной аппроксимации на рис. 5 равны $A = -0.00156$ и $B = 0.01031$, где ε_p выражено в единицах 10^{-6} , и отвечают нулевому возмущению $\delta f(0)$ при $\varepsilon_t = 1.5 \times 10^{-7}$, что следует рассматривать как пороговое значение деформации, отвечающее возникновению эффектов медленной релаксации. Для сравнения данным [19], полученным для образца песчаника Вегеа, отвечает $\varepsilon_t \simeq 8 \times 10^{-7}$. Таким образом, видна зависимость величины ε_t от свойств материалов, что позволяет исследовать особенности их внутренней структуры.

Согласно нашим представлениям [9] возникновение нелинейности гистерезисного типа и медленной релаксации имеет место при одинаковых значениях деформации. Полезно сравнить полученную

оценку с результатами [17], где исследовались переходы от классической нелинейности к нелинейности гистерезисного типа для того же образца. Пороговые значения деформаций этого перехода составляли $\varepsilon_t = 5.5 \times 10^{-8}$ для воздушно-сухого состояния образца и $\varepsilon_t = 5.5 \times 10^{-7}$ для образца, высушенного под вакуумом. Поскольку условия измерений (см. раздел 2) отвечают содержанию влаги в образце между воздушно-сухим и полностью сухим состояниями, величина ε_p , отвечающая данным на рис. 5, оказывается между указанными пороговыми значениями работы [17]. Это является дополнительным свидетельством корректности выполненных измерений (рис. 5).

Выше отмечалось, что из литературы неизвестна зависимость характеристик релаксации от времени возбуждения. На рис. 6 круговыми символами

представлена зависимость начального возмущения резонансной частоты $\delta f(0)$, нормированная на величину $\varepsilon_p - \varepsilon_i$, где ε_i – пороговое значение, при котором происходит переход к режиму деформации с нелинейным гистерезисом и появляются эффекты медленной релаксации. Амплитуда деформации в стадии возбуждения равнялась $\varepsilon_{p3} \approx 1.5 \times 10^{-6}$, величина $\varepsilon_i = 1.5 \times 10^{-7}$ согласно данным рис. 5. На рис. 6 также приведены данные измерений [29] на том же образце с использованием экспериментальной установки [17], где выполнен пересчет параметров логарифмических кривых к начальному возмущению резонансной частоты. Амплитуда возбуждения составляла $\varepsilon_p \approx 3.5 \times 10^{-6}$ и величина $\varepsilon_i \approx 5.5 \times 10^{-8}$ (воздушно-сухое состояние образца). Интересно отметить, что аппроксимирующие кривые для текущих данных и данных [29] идут практически параллельно, отличаясь величинами постоянного смещения. Следовательно, кинетика процессов, определяемая множителем b перед логарифмом времени $\ln t$, в обоих случаях примерно одинакова. Отличие начального смещения (коэффициент a аппроксимации), предположительно, связано с различным содержанием жидкости. Уменьшение коэффициента адгезии между зернами из-за небольшого количества жидкости отмечалось в [17]. В этом случае возбуждение метастабильных состояний становится более эффективным.

Штриховыми линиями на графиках рис. 6 показаны зависимости вида $a_1 + b_1 \ln t_p$. Заштрихованные серым цветом области отвечают возможным вариациям параметров a_1 и b_1 в пределах 95% доверительного интервала. Круговым символам на рис. 6 отвечают значения $a_1 = -15.04$ и $b_1 = -12.71$. Приведенные в табл. 1 для ε_{p3} значения параметров логарифмической релаксации составляли $-126 \leq a \leq -99$ и $9.9 \leq b \leq 11.9$. Таким образом, величины a_1 и b_1 заметно отличаются от параметров a и b кривых релаксации $\delta f(t)$. Отличие знаков b и b_1 связано с различием направлений возбуждения (увеличение возмущений) и релаксации (уменьшение возмущений). Обсуждение отличия абсолютных величин b и b_1 представлено в разделе 4.

В правой верхней части рис. 6 показана кривая релаксации $\delta f(t)$ для максимального времени возбуждения в серии измерений ($t_p = 24$ ч) и вариации температуры δT_{ir} , измеренные датчиком IR (рис. 1б). Нетрудно видеть, что зависимость $\delta f(t)$ не имеет каких-то особенностей, качественно отличающих ее от представленных на рис. 3. Зависимость вариаций температуры от времени не обнаруживает явно выделенных особенностей, которые можно было бы связать с логарифмической зависимостью от времени. Следовательно, наблюдаемая на рис. 6 логарифмическая зависимость $\delta f(0)$ от времени возбуждения не связана с какими-то артефактами измерений. По техническим причинам дальнейшее

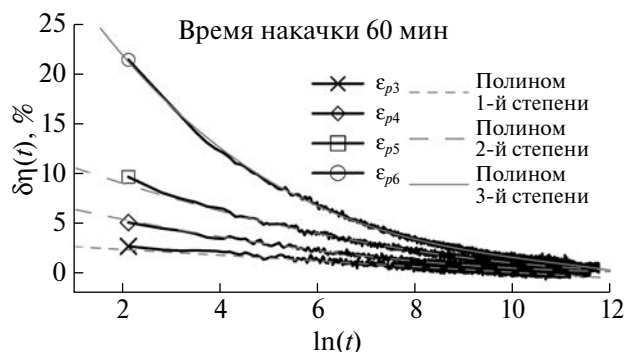


Рис. 4. Зависимости $\delta f(\ln t)$ для 4-х амплитуд возбуждения.

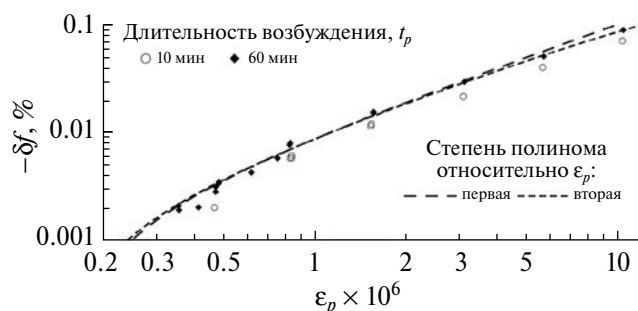


Рис. 5. Зависимость $\delta f(0)$ от амплитуды возбуждения ε_p .

увеличение времени возбуждения оказалось невозможным. Из общих физических соображений ясно, что бесконечный рост величины $|\delta f(0)|$ с увеличением времени возбуждения невозможен. В противном случае это означало бы в конечном итоге разрушение материала малыми деформациями порядка 10^{-6} , амплитуда которых примерно на два порядка меньше величин, отвечающих пределу прочности.

Интересно отметить еще одну особенность, ранее не наблюдавшуюся другими исследователями, – увеличение времени возбуждения приводит к росту времени релаксации, т.е. времени, необходимого для возврата в невозмущенное состояние $\delta f = 0$. На рис. 7 представлены кривые релаксации при существенно изменяющейся длительности возбуждения (см. пояснения на графике). Штриховыми линиями показаны логарифмические зависимости вида $a + b \ln t$. Из-за технических ограничений регистрация данных в течение времени более суток была невозможна. Поэтому об изменении времени релаксации при длительном возбуждении можно судить по экстраполяции соответствующих логарифмических зависимостей. Представленные на рис. 7 кривые релаксации указывают

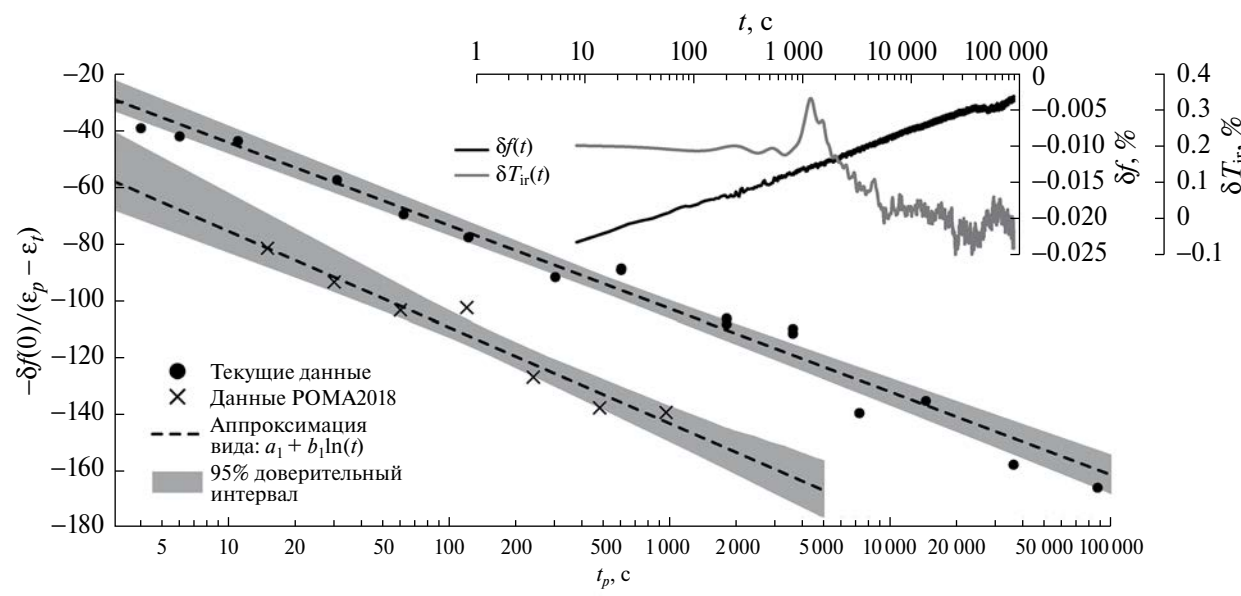


Рис. 6. Зависимость $\delta f(0)$ от времени при фиксированной амплитуде возбуждения ϵ_p . В верхней правой части показаны зависимости от времени величин $\delta f(t)$ и $\delta T_{ir}(t)$ для максимального времени возбуждения в серии измерений.

на вариации времени окончания релаксации от приблизительно 1 ч до 5 сут при изменении времени возбуждения от 4 с до 10–24 ч (кривые для 10- и 24-часового возбуждения почти не отличаются, что хорошо видно на графиках). Таким образом, при увеличении времени возбуждения растет по модулю не только начальное возмущение $\delta f(0)$, что показано на рис. 6, но также растет и время, необходимое для возврата возбужденных состояний в невозмущенное состояние. Величина начального возмущения $\delta f(0)$ для крайних значений времени возбуждения изменяется примерно в 5 раз, а изменение времени, необходимого для

окончания процесса релаксации возмущения δf , для тех же крайних значений длительности возбуждения составляет примерно 120 раз. Поэтому мы можем заключить, что время возбуждения оказывает преимущественное влияние не на начальное возмущение резонансной частоты или скорости звука, а на длительность процесса релаксации. В разделе 4 обсуждается интересная, на взгляд авторов, гипотеза, связанная с обнаруженной зависимостью начального возмущения скорости звука и времени окончания процесса релаксации от времени возбуждения.

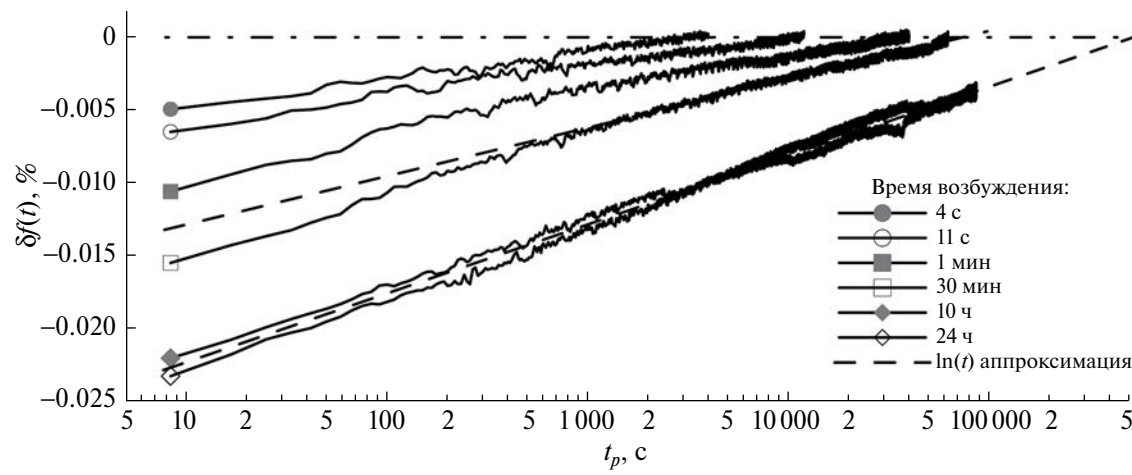


Рис. 7. Измеренные кривые релаксации возмущений δf при фиксированной амплитуде $\epsilon_p = 1.5 \times 10^{-6}$ и изменяющейся длительности возбуждения t_p (значения указаны на графике).

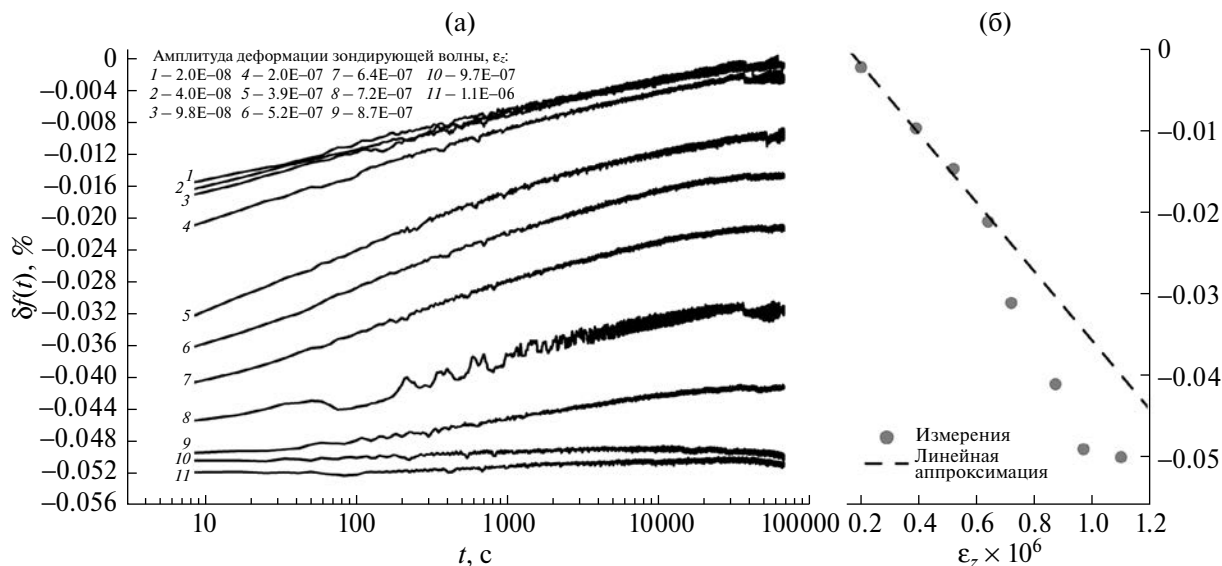


Рис. 8. (а) — Характеристики релаксации $\delta f(t)$ при фиксированной амплитуде возбуждения $\epsilon_p = 1.56 \times 10^{-6}$ и длительности 30 мин для различных амплитуд зондирующей волны ϵ_z (величины показаны на графике). (б) — Зависимость возмущения δf_{fin} в области насыщения от величины.

Как отмечалось выше, одним из неисследованных вопросов является зависимость характеристик релаксации от амплитуды деформации в зондирующей волне. На рис. 8а представлены соответствующие графики. Время возбуждения было фиксировано для всей серии измерений и составляло 30 мин. Нетрудно видеть, что при амплитуде деформаций в зондирующей волне ϵ_z меньше порогового значения ϵ_t (первые три кривые на графиках) кривые релаксации совпадают. Качественные изменения имеют место при $\epsilon_z > \epsilon_t$ (кривые с номером больше 3 на графиках). Видимые на некоторых линиях (рис. 8) скачки $\delta f(t)$ в моменты времени около 30000–40000 с, предположительно, связаны с вариациями термодинамических параметров (не показаны). Наличие указанных артефактов не оказывает существенного влияния на конечный результат.

На рис. 8б представлен график зависимости конечного возмущения от амплитуды деформации в зондирующей волне $\delta f_{fin}(\epsilon_z)$. Величина $\delta f_{fin}(\epsilon_z)$ определена как максимальное значение $\delta f(t)$ на кривых релаксации. Здесь же на рис. 8б приведена линейная аппроксимация данных измерений для диапазона $\epsilon_z \leq 6.5 \times 10^{-7}$, т.е. в той части графика на рис. 8б, где линейная зависимость явно видна. Коэффициенты линейной аппроксимации отвечают величине $\epsilon_z^* \approx 1.6 \times 10^{-7}$, при которой $\delta f_{fin} = 0$. С точностью до погрешностей измерений и аппроксимации эта величина совпадает с пороговым значением $\epsilon_t \approx 1.5 \times 10^{-7}$, начиная с которого наблюдаются эффекты медленной релаксации. Согласно представлениям работы [9] явления нелинейного гистерезиса и медленной релаксации имеют общую

природу и связаны с разрывом и восстановлением контактов между зернами. Для гистерезисной нелинейности характерна линейная зависимость сдвига частоты от амплитуды деформации вида $\delta f = -\alpha \epsilon_p$, где α — параметр гистерезисной нелинейности [4, 3]. Для графика на рис. 8б линейной аппроксимации отвечает зависимость $\delta f = -\alpha(\epsilon_z - \epsilon_t)$. Величина параметра гистерезисной нелинейности $\alpha \approx 425$ имеет порядок 10^3 , что отвечает типичным значениям α [30]. Таким образом, представленные на графиках рис. 8а зависимости отвечают суперпозиции эффектов сдвига частоты за счет нелинейного гистерезиса, что приводит к сдвигу кривых релаксации по оси ординат пропорционально $(\epsilon_z - \epsilon_t)$, и медленной релаксации, связанной с затуханием остаточной деформации, отвечающей возбуждению с амплитудой ϵ_p . Подобная суперпозиция процессов нелинейной релаксации и гистерезиса является неочевидной в силу их нелинейной природы. Отклонение измеренных значений на графике рис. 8б от линейной зависимости, по-видимому, указывает на взаимное влияние указанных нелинейных процессов для $\epsilon_z \gtrsim 7 \times 10^{-7}$.

На рис. 9 представлена зависимость коэффициента b , определяющего скорость релаксации вида $a + b \ln t$, от амплитуды деформаций зондирующей волны. Для умеренных значений (кривые 1–5 на рис. 8) ϵ_z имеет место линейная зависимость $b(\epsilon_z)$, которая показана на рис. 9 сплошной линией серого цвета. Дальнейшее увеличение ϵ_z приводит к замедлению процесса релаксации: сначала возврату к характерным для малых ϵ_z значениям,

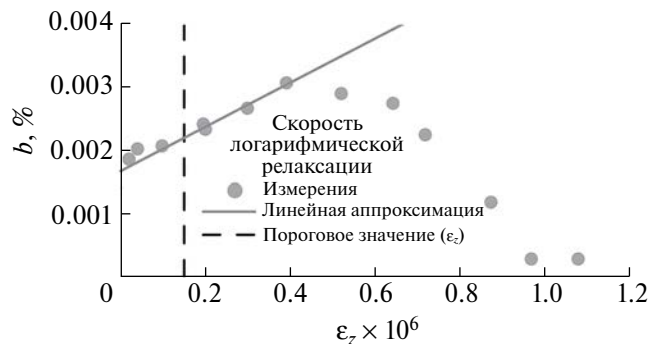


Рис. 9. Изменение скорости релаксации с ростом ϵ_z .

а затем дальнейшему уменьшению. При $\epsilon_z = \epsilon_p$, очевидно, стадии возбуждения и релаксации неразличимы, и ожидаемая величина $b = 0$. Строго говоря, величина b в этом случае должна быть меньше нуля, что отвечает логарифмической зависимости от времени возбуждения (рис. 6). Эффект логарифмического по времени роста возмущения проявляется для последних трех значений ϵ_z на графике рис. 8а, когда после достижения максимума зависимости $\delta f(t)$ уменьшение возмущения сменяется на его медленное нарастание.

Рост b при увеличении ϵ_z указывает на вклад кинетических эффектов, отмеченных в [11], в процесс релаксации. Линейность же зависимости $b(\epsilon_z)$ для умеренных значений ϵ_z указывает на иной механизм динамического воздействия, чем рассмотрен в [11]. Действительно, кинетическая энергия должна быть пропорциональна квадрату ϵ_z , что не соответствует данным рис. 9. Поэтому влияние $\epsilon_z > \epsilon_l$ на процесс релаксации не сводится к увеличению эффективной (вибрационной) температуры, как нам представлялось изначально. Возможная интерпретация линейной зависимости $b(\epsilon_z)$ представлена в разделе 4.

4. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Потенциал поверхностных сил в твердом теле зачастую имеет несколько вторичных минимумов (например, [31]), разделенных барьерами. Существование метастабильных состояний связывается с наличием разделяющего основной и вторичный минимумы барьера с высотой, существенно превышающей энергию тепловых движений kT , где k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура. Макроскопическое описание, отвечающее логарифмической зависимости от времени, в статьях [9, 10, 19] основано на использовании уравнения Аррениуса для скорости деформации, а сам процесс релаксации модулей упругости рассматривается как уменьшение остаточных объемных деформаций при наличии квадратичной акустической

нелинейности [3, 4], отвечающей за зависимость модулей упругости от этих деформаций. Краткое изложение термодинамического описания [9] релаксации остаточных деформаций представлено в статье [11] (см. уравнения (21)–(24) указанной статьи). Выражение, описывающее зависимость относительного изменения модуля упругости от времени, имеет вид (уравнение (24) в [11]):

$$\frac{\Delta M(t)}{M_0} = \beta \epsilon(t) = \beta \epsilon(0) \left[1 - \frac{\Lambda}{M_0 \epsilon(0)} \ln \left(\frac{t + t_0}{t_0} \right) \right], \quad (1)$$

где $\beta < 0$ — параметр квадратичной нелинейности [3, 4], связывающий изменение модуля упругости M с зависящей от времени объемной деформацией $\epsilon(t) \geq 0$. Величина M_0 отвечает невозмущенному значению модуля упругости, $\epsilon(0)$ — начальному значению остаточной деформации, $\Lambda = kT/V^*$, V^* — усредненный по ансамблю метастабильных состояний объем активации, определяющий зависимость потенциала Гиббса от давления (см., например,

[32, 33]), $t_0 = -\frac{\Lambda}{M_0 \dot{\epsilon}(0)} > 0$, $\dot{\epsilon}(0) < 0$ — начальное

значение скорости остаточных деформаций. Нетрудно видеть, что при $t \gg t_0$ выражение (1) имеет вид $a + b \ln t$, согласующийся с результатами измерений (раздел 3).

Преодоление барьеров, как показано в [11], связано с микроскопическими флуктуациями случайного блуждания (диффузии), где “хвост” плотности распределения микроскопических состояний оказывается в области притяжения основного состояния равновесия потенциала поверхностных сил. Флуктуациям на мезоскопическом масштабе, соответствующем размеру зерен, шероховатостей, трещин и т.п. элементов внутренней структуры, отвечает исчезновение отдельного возмущенного состояния. Флуктуации на различных пространственных масштабах, как показано в [11], приводят к макроскопическому изменению акустических характеристик, например, скорости звука. Возникновение логарифма времени в релаксации связано с мезоскопическими флуктуациями при наличии широкого и гладкого спектра энергий барьеров, разделяющих вторичный минимум потенциальной энергии от основного состояния равновесия. Таким образом, нет необходимости вводить специальные функции распределения постоянных времени релаксаторов, как это сделано, например, в [34, 35].

Большое число возбужденных состояний в единице объема позволяет рассматривать переход ансамбля этих состояний на мезоскопическом масштабе порядка размера зерен как соответствующую флуктуацию. В этом случае наблюдается Пуассоновский процесс, для которого вероятность сохранения возбужденного состояния

(отсутствия перехода) определяется дифференциальным уравнением:

$$\frac{dP(t)}{dt} = -\xi P(t),$$

решением которого является $P(t_0) = P_0 \exp(-\xi t)$, где величина ξ представляет собой скорость перехода из метастабильного состояния в стабильное. Эта величина определена уравнением типа Аррениуса и записывается следующим образом:

$$\xi = \frac{1}{T_0} \exp\left(-\frac{\Delta U}{kT}\right), \quad (2)$$

где T_0 – характерный временной масштаб, ΔU – высота барьера по отношению к потенциальной энергии в метастабильном состоянии.

Макроскопические изменения модуля упругости описываются следующим выражением:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta M}{M_0} &= -\frac{kT}{U_2 - U_1} \int_{\xi_1}^{\xi_2} P_0(\xi) \frac{\exp(-\xi t)}{\xi} d\xi = \\ &= -\frac{kT}{U_2 - U_1} P_0(U_c) [E_1(\xi_1 t) - E_1(\xi_2 t)], \end{aligned} \quad (3)$$

где $\xi_{1,2}$ – минимальная и максимальная величины ξ , $E_1(x)$ – интегральная экспоненциальная функция [36], и $U_1 \leq U_c \leq U_2$ – характеристическое значение энергии барьера. Возможность замены $P_0(U)$ на $P_0(U_c)$ при интегрировании по энергиям барьеров обусловлена предполагаемым медленным изменением функции $P_0(U)$ по сравнению с экспоненциальной функцией, и в этом случае $U_c \simeq (U_2 - U_1) / 2$. В начальный момент релаксации ($t = 0$) величина дефекта модуля упругости равна $\Delta M/M_0 = -P_0(U_c)$. Величина $P_0(U_c)$ характеризует малое число метастабильных (возбужденных) состояний по сравнению с общим числом контактов в начальный момент релаксации. Согласно экспериментальным данным величина дефекта модуля упругости в начале релаксации равна $|\Delta M|/M_0 \sim 10^{-3}$ и вероятность нахождения контакта зерен в возбужденном состоянии также мала, составляя примерно 0.1% (см. также оценки в статьях [9, 11]). С течением времени величина $\xi_2 t \gg 1$,

$\lim_{x \rightarrow \infty} E_1(x) = 0$, и при условии $\xi_1 t \ll 1$ временная

зависимость дефекта модуля становится логарифмической: $\frac{\Delta M}{M_0} = P_0(U_c) \frac{kT}{U_2 - U_1} [C + \ln(\xi_1 t)]$, где

$C \approx 0.577$ – постоянная Эйлера. С течением времени величина $\xi_1 t$ начинает превышать единицу, и в конце релаксации дефект модуля равен нулю.

В работе [11] показана эквивалентность описания (1) и (3), исключая заключительную стадию релаксации. Сравнивая (1) и (3), нетрудно видеть, что:

$$\begin{aligned} \beta \varepsilon(0) &= -P_0(U_c), \\ \frac{\Lambda}{M_0 \varepsilon(0)} &= \frac{kT}{U_2 - U_1}. \end{aligned} \quad (4)$$

Использование представления зависимости напряжения от деформации в виде ряда Тейлора с соответствующими параметрами нелинейности, очевидно, имеет смысл при условии $|\beta \varepsilon(0)| \ll 1$, что отвечает $P_0(U_c) \ll 1$. Множитель перед логарифмом в (1), отвечающий величине b аппроксимаций вида $a + b \ln t$ для экспериментальных данных, обратно пропорционален разности энергий барьеров.

В момент возбуждения согласно модели [11] процесс возникновения метастабильных состояний на мезоскопическом масштабе может быть рассмотрен как вероятностный процесс. В результате зависимость модуля упругости от времени приобретает вид:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta M(t)}{M_0} &= -\frac{kT}{U_2 - U_1} P_0(U_c) \times \\ &\times [E_1(\xi_2 t) + \ln(\xi_2 t) - E_1(\xi_1 t) - \ln(\xi_1 t)]. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь величины $\xi_{1,2}$ учитывают конечность амплитуды возбуждения, что ведет к эффективному уменьшению высоты барьера за счет кинетической энергии (уменьшению расклинивающего давления [37] потенциала DLVO, подробнее в [11]). В результате такого уменьшения высоты барьера выражение (2) приобретает вид:

$$\xi = \frac{1}{T_0} \exp\left(-\frac{\Delta U - \mathcal{E}}{kT}\right), \quad (6)$$

где $\mathcal{E}$ – кинетическая энергия для представительного объема в области контакта. Величины $\xi_{1,2}$ увеличиваются по сравнению с $\xi_{1,2}$, отвечающим наблюдению процесса релаксации с использованием пробных волн бесконечно малой амплитуды. Уравнение (5) описывает более быстрый процесс, чем на стадии релаксации. Предположительно этот факт объясняет два наклона в кривых логарифмической релаксации, наблюдавшихся в [34] и отмеченных в [19].

Выражения (5) и (6) позволяют предсказать зависимость от времени возбуждения и амплитуды возбуждения. Увеличение амплитуды приводит к увеличению $\xi_{1,2}$, а изменение времени должно проявиться в виде логарифмической зависимости начального возмущения дефекта модуля $\Delta M(0)/M_0$ от времени возбуждения. Также выражение (6) указывает на предполагаемую зависимость

от амплитуды пробной волны, используемой в измерении характеристик релаксации. По существу процессы возбуждения (5) и релаксации (3) оказываются подобными друг другу, отражая факт отсутствия необратимых процессов при возбуждении и релаксации метастабильных состояний [11]. При условии $\Delta M(t)/M_0 \ll 1$, что отвечает условиям выполненных измерений, относительное изменение резонансной частоты равно половине относительного изменения модуля упругости: $\Delta M(t)/M_0 = 2\delta f(t)$.

Времена, отвечающие стадиям насыщения кривой $\Delta M(t)/M_0$ в начальный и конечный этапы релаксации, имеют порядок $1/\xi_j$, где ξ_j определено (2). Начальный участок кривой релаксации связан с величиной $\xi_2 = \max \xi_j$, конечный — с величиной $\xi_1 = \min \xi_j$. Кривые релаксации резонансной частоты для различных амплитуд и длительности накачки приведены на рис. 3 слева. Первый отсчет по времени в наших измерениях составлял около 8 с, и начальный участок релаксации с характерным насыщением не проявился. Конечный участок релаксации $\delta f(t)$ обнаруживает насыщение, которое наблюдается на временах порядка 10^4 с. Поэтому величина $\xi_2 \sim 1 \text{ с}^{-1}$ (в выражении (1) величина $t_0 \approx 1 \text{ с}$), а величину ξ_1 можно оценить как 10^{-4} с^{-1} . Для условий длительного возбуждения (рис. 7) величина ξ_1 оценивается как 10^{-6} с^{-1} . Как следует из формулы (2), отношение ξ_2/ξ_1 составляет:

$$\frac{\xi_2}{\xi_1} = \exp\left(-\frac{U_1 - U_2}{kT}\right). \quad (7)$$

Для времени возбуждения около одного часа (данные рис. 3) нетрудно оценить ширину спектра энергий барьеров, нормированную на энергию тепловых движений: $\frac{U_2 - U_1}{kT} \simeq \ln 10^4 \approx 9.2$. Для вре-

мени возбуждения около 10–24 ч (рис. 7) ширина спектра энергий барьеров составляет примерно $\frac{U_2 - U_1}{kT} \approx 14$. Приведенные оценки, с одной стороны, указывают на широкий спектр энергий барьеров, а с другой, — согласуются с оценками [11], полученными для других экспериментальных данных. Если сравнить данные рис. 3 с представленными на рис. 2 статьи [13], то нетрудно заметить важные отличия. Длительность записи релаксации в [13] составляет $10^{3.5} \approx 3000$ с для различных материалов, и наличие стадии насыщения лишь начинается проявляться в конце записи (см. вставку рис. 2 [13]). В полученных нами данных (рис. 3) стадия насыщения при $t > 10^4$ с проявляется явно для больших амплитуд возбуждения, а сам процесс релаксации имеет заметно большую по сравнению с [13] длительность $\sim 10^5$ с. Более того, данным,

представленным на рис. 7, отвечает длительность релаксации около 5 сут при возбуждении в течение одних суток.

Относительное возмущение резонансной частоты связано с относительным возмущением соответствующего модуля упругости следующим образом: $2\delta f(t) = \Delta M(t)/M_0$ при условии $\Delta M/M_0 \ll 1$. Увеличение времени релаксации можно связать с уменьшением множителя перед логарифмом в (1). Этот множитель имеет порядок величины b/a в использованной нами логарифмической аппроксимации раздела 3. С другой стороны, как следует из (4), величина b/a имеет порядок $\frac{kT}{U_2 - U_1}$. Следовательно, наблюдавшееся увеличение времени релаксации (рис. 7) можно связать с увеличением U_2 , или максимальной энергии барьеров. Таким образом, в рамках модели [11] зависимость времени релаксации от времени возбуждения может быть интерпретирована как постепенное включение все больших по энергии барьеров, разделяющих метастабильное и стабильное состояния. При этом следует заметить, что переход в метастабильное состояние в модели [11] не включает явным образом указанный процесс добавления метастабильных состояний с большими энергиями барьера. Предположительно, этот процесс является следствием перераспределения внутренних напряжений в твердом теле, что приводит к постепенному ослаблению связей между более крупными зернами. Данный вопрос требует дополнительного теоретического рассмотрения.

Начальное возмущение $\Delta M(0)/M_0 = 2\delta f(0)$ можно оценить как отвечающее первому временному отсчету на кривых релаксации (рис. 3), аппроксимированных зависимостями вида $a + b \ln t$. Величины относительного возмущения резонансной частоты в начальный момент времени приведены в табл. 1. Отсюда для максимальной амплитуды деформации $\epsilon_p \approx 10^{-5}$ при длительности возбуждения 60 с величина $\delta f(0) \approx -0.001$ (табл. 1) и $\Delta M(0)/M_0 \approx -0.002$. Этому значению отвечает концентрация метастабильных состояний ϕ , которая оказывается очень малой $\phi \sim 10^{-3} \ll 1$, что дополнительно указывает на отсутствие необратимых процессов при возбуждении образца с амплитудой деформации $\lesssim 10^{-5}$.

Выражение (1) позволяет также оценить амплитуду остаточной деформации, связанной с метастабильными состояниями. При величине параметра квадратичной нелинейности $|\beta| \sim 10^3$ [20] дефекту модуля $|\Delta M/M_0| = 0.002$ будет отвечать остаточная деформация $\epsilon(0) \sim 2 \times 10^{-6}$. В силу хаотичности расположения зерен внутри материала образца речь может идти об объемной деформации. Величина $\epsilon(0)$ примерно на два порядка меньше амплитуды деформации, приводящей к разрушению. Поэтому необратимость в процессах возбуждения

и релаксации отсутствует. Также интересно отметить, что указанная величина остаточной деформации отвечает амплитуде возбуждения $\varepsilon_p = 10^{-5}$, т.е. примерно 10% деформации возбуждения как бы запоминается после выключения возбуждения. Наблюдавшееся увеличение $\delta f(0)$ от времени возбуждения по существу означает увеличение доли деформации возбуждения, сохраненной материалом образца. Зависимость амплитуды остаточной деформации от амплитуды возбуждения имеет вид $\varepsilon(0) \propto (\varepsilon_p - \varepsilon_r)$, на что указывают данные рис. 5. Коэффициент пропорциональности оказывается логарифмически зависимым от времени возбуждения t_p с предполагаемым насыщением (раздел 3, обсуждение рис. 6).

Логарифмическая зависимость начального возмущения $\delta f(0)$ от времени возбуждения согласуется с (5). Действительно, если предположить, что в измерениях время возбуждения оказывается в интервале значений $1/\xi_2 \lesssim t_p \lesssim 1/\xi_1$, то согласно выражению (5) должна наблюдаться логарифмическая по времени зависимость величины $\delta f(0)$. Напомним, что, по-видимому, впервые предположение о логарифмической зависимости начального возмущения от времени возбуждения было высказано в работе [38]. Приведенные в этой работе результаты измерений не позволили выделить логарифмическую зависимость от времени в момент возбуждения (экспериментальные данные [38] недостаточно информативны).

Как указывалось в разделе 3, величины a_1 и b_1 , отвечающие зависимости начального возмущения от времени возбуждения $\delta f(0) = a_1 + b_1 \ln t_p$, существенно отличаются от величин a и b , отвечающих процессу релаксации $\delta f(t) = a + b \ln t$. Наиболее наглядным будет сопоставление величин, характеризующих нормированную скорость процессов: $b_1/a_1 \simeq 0.85$ и $b/a \simeq -0.096$. Разные знаки связаны с отличием направления процессов возбуждения и релаксации. Нетрудно видеть, что процессы релаксации являются существенно (приблизительно на порядок) более медленными, чем процессы возбуждения и накопления метастабильных состояний. Увеличение скорости перехода в возбужденное состояние связано с кинетическими эффектами (6). Таким образом, мы имеем, по меньшей мере, качественное согласие с результатом [11]. Величину кинетической энергии можно оценить как $\exp\left(\frac{\varepsilon}{U_1} - 1\right) \sim 10$, что отвечает $\varepsilon \sim 3U_1$. Оценки, представленные в [11], показали равенство энергии барьера кинетической энергии тепловых движений kT при переходе от классической нелинейности к нелинейности гистерезисного типа. Этот переход отвечает области существования эффектов медленной релаксации [9]. Следовательно, для $\varepsilon_p > \varepsilon_r$ речь может идти о $U_1 \gg kT$.

Сделаем оценки пространственных масштабов, которые связаны с проявлением кинетических эффектов.

При использовании гармонического сигнала возбуждения в окрестности резонанса образца кинетическая и потенциальная энергии сигнала возбуждения равны. Удельная энергия деформаций равна $\mathcal{E} = M_0 \varepsilon_p^2 / 2 \simeq 0.045$ Дж/м³, где в качестве M_0 использовано значение тензора упругости $C_{11} \simeq 40$ ГПа, измеренного в [20]. Зададим для определенности десятикратное превышение энергии тепловых движений $U_1 = 10kT \approx 4.14 \times 10^{-20}$ Дж. Типичное значение расстояния между контактирующими поверхностями в области второго минимума энергии поверхностных сил составляет $h_s = 10 \dots 100$ нм (рис. 3 в [11]). Характерный пространственный масштаб контактирующих тел

составит: $\ell \sim \sqrt{\frac{3U_1}{\mathcal{E}h_s}} \simeq 2 \dots 20$ мкм. На рис. 3 статьи

[20] представлена гистограмма распределения размера зерен в исследованном материале. Имеется два максимума: для зерен доломита в окрестности 8 мкм и для зерен кальцита в окрестности 50...500 мкм. Несмотря на известную грубость сделанных оценок, разумным предположением будет связь эффектов медленной релаксации с особенностями взаимодействия мелких зерен доломита. В этом случае просматривается возможность акустических исследований особенностей строения материала по характеристикам возбуждения и медленной релаксации, например, решения задач материаловедения в порошковой металлургии и современной технологии 3D печати конструкционных материалов.

Полученные нами зависимости характеристик медленной релаксации от амплитуды зондирующей волны ε_z были ранее неизвестны из литературы. Краткое пояснение полученных результатов дано выше в разделе 3. Отдельно следует отметить то, что не нашло объяснения в рамках модели [11], а именно характер зависимости скорости релаксации от ε_z . Для объяснения линейной зависимости $b(\varepsilon_z)$, показанной на рис. 9, можно предложить следующую интерпретацию. Как следует из (4), величина b , характеризующая скорость релаксации, составляет $b = \frac{kT}{U_2 - U_1}$. При рассмотрении кинетических эффектов в [11] предполагалось, что энергии барьеров, разделяющие устойчивые и метастабильные состояния равновесия, не подвержены изменению при прохождении зондирующей волны. В этом случае возможные поправки должны иметь порядок ε_z^2 и выше. При отказе от предположения о независимости $U_{1,2}$ от ε_z с учетом наличия линейной связи $b \propto \varepsilon_z$ для $\varepsilon_z > \varepsilon_r$ получим следующее. Если величины $U_{1,2}$ зависят от ε_z , то при разложении функций $U_{1,2}(\varepsilon)$ в ряд Тейлора получим:

$$U_{1,2}(\varepsilon_z) = U_{1,2}(0) + \left. \frac{\partial U_{1,2}(\varepsilon_z)}{\partial \varepsilon_z} \right|_{\varepsilon_z=0} \varepsilon_z + \dots, \quad (8)$$

где первый член разложения отвечает невозмущенному значению $U_{1,2}$, отвечающему бесконечно малым значениям ε_z ($\varepsilon_z \ll \varepsilon_l$), а второй и последующие члены разложения учитывают зависимость энергий барьеров от амплитуды деформации в зондирующей волне.

Выражение (8) носит общий характер и ничего не сообщает нам о физических процессах, приводящих к линейной зависимости $b(\varepsilon_z)$. В качестве гипотезы можно предложить следующую физическую модель. В рамках модельного потенциала DLVO [37] высота барьера определяется концентрацией ионов в пространстве между поверхностями зерен или шероховатостей и зарядом взаимодействующих поверхностей. Наличие ионов, очевидно, предполагает присутствие жидкости между взаимодействующими поверхностями. При наличии достаточно протяженных областей контакта по сравнению с расстоянием между поверхностями сжатие этих областей деформацией ε_z приводит к выдавливанию части жидкости из области контакта. Это, в свою очередь, может привести к модуляции концентрации ионов и возмущению высот барьеров. Предложенная схема, конечно, требует проверки, и, на наш взгляд, целесообразно проведение серии измерений, аналогичной представленной выше в разделе 3, для образца, помещенного в вакуум. В этом случае, как показали оценки [20], свободная жидкость в пространстве между зернами отсутствует, и, следовательно, описанный выше механизм должен быть исключен. Значительный объем уже представленного материала не позволяет дополнить его серией измерений при отличающихся термодинамических условиях. Поэтому экспериментальную проверку гипотезы мы выполним отдельно.

Обсудим оставшийся без должного объяснения характер релаксации коэффициентов потерь. Насколько известно авторам, сколько-нибудь подробное исследование закона релаксации коэффициентов потерь в литературе не встречается. Поэтому данные рис. 3 являются уникальными в своем роде. В статье [13] представлен график вызванного вариацией температуры изменения добротности от времени (рис. 4 статьи). На этом графике отчетливо видно отличие закона временного изменения добротности (величина обратная коэффициенту потерь) от логарифмического, характерного для $\delta f(t)$. Это также видно на рис. 3 и 4 раздела 3, где в качестве возмущения использовалось периодическое возбуждение. Авторы [13] предложили без детального объяснения, что значительное уменьшение добротности колебаний по сравнению с уменьшением резонансной частоты

(10 против 0.1% в обсуждаемой статье) предполагает образование новых метастабильных состояний, разделенных барьерами с энергией, малой для их активации упругими деформациями. Таким образом, по существу предполагается наличие двухуровневых моделей релаксации типа Дебая [39], на активацию которых списываются наблюдаемые возмущения добротности колебаний.

Графики, представленные на рис. 3, показывают существенное относительное изменение коэффициента потерь примерно на 20% при относительно небольших возмущениях резонансной частоты $\delta f(0) \approx 0.1\%$. Прежде всего, следует понять, с чем связано столь заметное изменение коэффициента потерь. Рассмотрим материал с метастабильными состояниями, состоящий из двух фаз: “скелета” с жесткими связями и мягкими (метастабильными) включениями, имеющими малую объемную концентрацию ϕ . Полагая распределение деформаций однородным, возможно оценить эффективный модуль упругости в рамках приближения Войхта [39]:

$$M_{\text{eff}} = M_0(1 - \phi) + \phi M', \quad (9)$$

где M_0 — невозмущенное значение модуля упругости, M' — возмущение, отвечающее метастабильным состояниям объемной концентрации ϕ . Полагая величины M_0 и M' комплексными, где мнимая часть описывает затухание, определим изменение действительной и мнимой частей (9) при условии $\text{Re}(M') \ll \text{Re}(M_0)$:

$$\begin{aligned} \text{Re}(M_{\text{eff}}) &\approx \text{Re}(M_0)(1 - \phi), \\ \text{Im}(M_{\text{eff}}) &\approx \text{Im}(M_0)(1 - \phi) + \text{Im}(M')\phi, \end{aligned} \quad (10)$$

где дополнительно предполагается, что мнимая часть M' относительно велика: $\text{Im}(M') \gg \text{Im}(M_0)$. Измеренная невозмущенная величина добротности резонанса продольной моды составляла примерно 550, что отвечало невозмущенному коэффициенту потерь $\eta_0 \approx 0.002$ и согласуется с данными измерений потерь при содержании жидкости 0.1% [20], т.е. условиям проведения измерений, описанным в разделе 2.

Коэффициент потерь есть отношение $\text{Im}(M_{\text{eff}})/\text{Re}(M_{\text{eff}})$. Нетрудно видеть, что относительные изменения модуля упругости и коэффициента потерь имеют порядок $\delta M \sim -\phi$ и $\delta \eta \sim \phi \text{Im}(M')/\text{Re}(M_0)$. В рамках рассмотренного качественного описания логарифмическая временная зависимость $\delta f(t) = \delta M(t)/2$ отвечает логарифмической же зависимости от времени концентрации метастабильных состояний ϕ . Таким образом, наблюдавшееся значительное изменение потерь порядка 20% следует отнести на счет диссипации внутри контакта, находящегося в метастабильном состоянии. Физическую природу этой диссипации мы не обсуждаем, поскольку приведенные выше рассуждения носят качественный характер,

а построение соответствующей теоретической модели выходит за рамки представленной нами статьи.

Приближение (9) отвечает условиям малых возмущений, когда M_{eff} несильно отличается от M_0 . Поскольку возмущения коэффициента потерь нельзя полагать малыми, для оценки вклада потерь в области метастабильных состояний необходимо привлекать так называемые самосогласованные приближения [39, 40]. Как показано в [40], отличие выражений для эффективного модуля упругости трещиноватой среды в двух приближениях имеет вид:

$$M_{\text{eff}} = \begin{cases} M_0(1 - \alpha\phi), & \text{приближение (9),} \\ \frac{M_0}{1 + \alpha\phi}, & \text{самосогласованное приближение,} \end{cases} \quad (11)$$

где α — коэффициент пересчета вклада рассеяния на трещинах с объемной концентрацией ϕ (подробнее в [40]). Нетрудно видеть, что при условии $\alpha\phi \ll 1$ оба выражения тождественны с точностью до членов порядка $O(\alpha\phi)^2$. При немалых значениях $\alpha\phi \lesssim 1$ разложение в ряд Тейлора решения для самосогласованного приближения даст степени $(\alpha\phi)^n$. При наличии логарифмической зависимости от времени для концентрации метастабильных состояний $\phi(t)$ появление степеней $\ln t$ в зависимостях $\delta\eta(t)$ (рис. 4) становится понятным. Еще раз отметим, что представленные выше соображения носят лишь качественный характер.

В заключение нашего обсуждения полученных экспериментальных результатов рассмотрим одну интересную, на наш взгляд, гипотезу, связанную с логарифмически медленной релаксацией $\delta f(t)$, а также с обнаруженной логарифмической временной зависимостью начального возмущения $\delta f(0)$ и длительности релаксации от времени возбуждения. Из литературы известно, что малые амплитуды вибраций, возбуждаемые источниками, расположенными на поверхности земли, приводят к увеличению проницаемости и связанной с этим ростом отдачи жидкостей, в частности, углеводородов (например, обзоры [41, 42]). В литературе имеются указания на зависимость эффекта увеличения отдачи жидкостей от времени вибрационного воздействия. Зачастую изменение проницаемости связывается с наличием так называемой структурной вязкости (например, [43]) или гистерезисом краевого угла [44]. Среди приведенных в [42] соображений общего вида выделяются модели пограничных состояний, когда небольшое внешнее возмущение способно привести к заметному макроскопическому эффекту.

На наш взгляд, с учетом полученных нами результатов, может реализовываться механизм, не требующий дополнительных предположений относительно свойств флюида, заполняющего пространство пор, а также сложно построенных внутренних связей [42]. В цикле работ [45–47]

показано, что наблюдаемый в процессе принудительной фильтрации флюида в пористой среде шум связан с возникновением и релаксацией метастабильных состояний. Источником шума является периодически возникающий дополнительный приток флюида из тупиковых кластеров в основные каналы, с которыми связана проницаемость пористой среды (коллектора). Режим автоколебаний возникает при вполне определенных ограничивающих условиях, которые, как следует из [45–47], менее жесткие для кластеров, которые переведены в метастабильное состояние с невозможностью последующей принудительной релаксации потоком флюида.

Нам представляется, что наблюдаемый после вибрационного воздействия прирост потока флюидов может быть связан с возбуждением метастабильных состояний и следующей за этим медленной релаксацией последних. При этом время воздействия на продуктивные коллекторы приводит к дополнительному приросту потока флюидов как и увеличение амплитуды воздействия. Отметим, что выполненные различными авторами оценки амплитуды деформаций, создаваемых вибрационными источниками на поверхности земли, в области коллекторов указывают на величины порядка нескольких единиц 10^{-7} . Эти величины, с одной стороны, малы и неспособны привести к значительным макроскопическим возмущениям, например, модулей упругости скелета пористой среды или вязкости флюидов, а с другой, — как следует, в том числе, из представленных выше результатов экспериментальных исследований, превышают пороговые значения ϵ_r . Следовательно, необходимые условия для реализации описанного сценария вибрационного воздействия на продуктивные пористые слои через изменение свойств среды на микроскопическом уровне выполнены. То, что эффект от вибрационного воздействия затухает во времени, известно из многих литературных источников (например, табл. 1–3 в [41]). К сожалению, нам не известен вид временной функции этого затухания, поскольку приведены только характерные значения времен проявления эффекта вибрационного воздействия от нескольких суток до нескольких месяцев. Мы предполагаем, что столь продолжительное проявление эффекта вибрационной стимуляции потока флюидов объясняется логарифмической зависимостью от времени, но так ли это в известных экспериментах по вибрационной стимуляции добычи углеводородов неясно и требует проверки.

5. ВЫВОДЫ

Подведем итог выполненного исследования.

1. Создана экспериментальная база для проведения прецизионных измерений акустических характеристик материалов в области конечных амплитуд

деформации при контроле условий проведения измерений. Заложены основы для решения задач материаловедения и оптимизации механических свойств перспективных материалов, что невозможно без надежной экспериментальной проверки.

2. Выполнены исследования зависимостей характеристик медленной релаксации от амплитуды и времени возбуждения. Амплитудная зависимость в исследованном диапазоне деформаций возбуждения ϵ_p оказалась линейной с тенденцией к проявлению квадратичных членов ϵ_p^2 . Полученные нами зависимости характеристик релаксации от времени были ранее неизвестны из литературы. Были выявлены неизвестные ранее эффекты: (1) увеличения начального возмущения от времени возбуждения и (2) рост времени релаксации с увеличением длительности возбуждения.

3. Исследованы зависимости характеристик релаксации от амплитуды деформации ϵ_z в зондирующей волне. В области умеренных амплитуд деформации ϵ_z имеет место суперпозиция эффектов гистерезисной нелинейности и метастабильности, несмотря на нелинейную природу этих эффектов. Также показана роль кинетических эффектов, отмеченных ранее в теоретическом исследовании. При этом исходная теоретическая модель оказалась неполной для описания полученных экспериментальных результатов.

В целом все обнаруженные в экспериментальном исследовании эффекты нашли свое объяснение в рамках теоретической модели [11] и развиваемых представлений [9, 19]. При этом также важно отметить эффекты, не получившие исчерпывающей интерпретации, и стимулирующие дальнейшую работу по построению теоретических моделей. Среди таких эффектов выделяются зависимости коэффициента потерь η от времени, для которой литературные данные практически отсутствуют или фрагментарны. Наличие сложной полиномиальной зависимости кривых релаксации $\eta(t)$ от логарифма времени, предположительно, указывает на необходимость построения самосогласованных решений, учитывающих взаимные связи между отдельными метастабильными состояниями. Поскольку само возмущение коэффициента потерь оказывается более существенным и легче измеримым, чем возмущение скорости звука, использование информации о релаксации $\eta(t)$ может иметь большое практическое значение в задачах акустической диагностики внутренней структуры материалов, т.е. в задачах материаловедения.

Высказанное предположение о роли метастабильных состояний в вибрационном воздействии малыми амплитудами на продуктивные пласты требует отдельной экспериментальной проверки. При наличии подтверждения высказанной нами гипотезы вибрационное воздействие может быть организовано более эффективно и научно обосновано, чем в настоящее время.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект РНФ 22-22-00230).

Авторы выражают благодарность В.В. Бреди-нину за помощь в создании электронных схем, использованных при проведении исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Руденко О.В. Гигантские нелинейности структурно-неоднородных сред и основы методов нелинейной акустической диагностики // Успехи физ. наук. 2006. Т. 176. № 1. С. 77–95.
2. Guyer R.A., Johnson P.A. Nonlinear mesoscopic elasticity: evidence for a new class of materials // Physics Today. 1999. V. 52. № 4. P. 30–36.
3. Ostrovsky L.A., Johnson P.A. Dynamic nonlinear elasticity in geomaterials // Rivista del Nuovo Cimento. 2001. V. 24. № 7. P. 1–46.
4. Guyer R.A., Johnson P.A. Nonlinear mesoscopic elasticity: the complex behaviour of rocks, soil, concrete. Wiley-VCH. 2009. 410p.
5. Van Den Abeele K., Johnson P.A., Sutin A.M. Non-linear Elastic Wave Spectroscopy (NEWS) techniques to discern material damage. Part I: Non-linear Wave Modulation Spectroscopy // Res. Nondestr. Eval. 2000. V. 12. № 1. P. 17–30.
6. Van Den Abeele K., Sutin A.M., Carmeliet J., Johnson P.A. Micro-damage diagnostics using nonlinear elastic wave spectroscopy (NEWS) // NDT&E International. 2001. V. 34. P. 239–248.
7. Sclerandi M., Agostini V., Delsanto P.P., Van Den Abeele K., Johnson P.A. Local interaction simulation approach to modeling nonclassical nonlinear elastic wave behavior in solids // J. Acoust. Soc. Am. 2003. V. 113. № 6. P. 3049–3059.
8. Johnson P., Sutin A.M. Slow dynamics and anomalous nonlinear fast dynamics in diverse solids // J. Acoust. Soc. Am. 2005. V. 117. № 1. P. 124–130.
9. Lebedev A.V., Ostrovsky L.A. A unified model of hysteresis and long-time relaxation in heterogeneous materials // Acoust. Phys. 2014. V. 60. № 5. P. 555–561.
10. Авербах В.С., Лебедев А.В., Марышев А.П., Таланов В.И. Наблюдение эффектов медленной динамики в неконсолидированных средах в натурных условиях // Акуст. журн. 2009. Т. 55. № 2. С. 208–215.
11. Lebedev A.V. Slow time phenomena in heterogeneous materials: from microscopic fluctuations to macroscopic relaxation // Acoust. Phys. 2023. V. 69. № 1. P. 58–73. [Open Access article].
12. TenCate J.A., Shankland T.J. Slow dynamics in the nonlinear elastic response of Berea sandstone // Geoph. Res. Lett. 1996. V. 23. № 21. P. 3019–3022.
13. TenCate J.A., Smith E., Guyer R. Universal slow dynamics in granular solids // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. № 5. P. 1020–1023.

14. Миронов М.А., Шеломихина И.А., Зозуля О.М., Есинов И.Б. Медленная кинетика вязкоупругих свойств нефти при низкочастотных сдвиговых колебаниях // Акуст. журн. 2012. Т. 58. № 1. С. 132–140.
15. Коробов А.И., Одина Н.И., Мехедов Д.М. Влияние медленной динамики на упругие свойства материалов с остаточными и сдвиговыми деформациями // Акуст. журн. 2013. Т. 59. № 4. С. 438–444.
16. Есинов И.Б., Зозуля О.М., Миронов М.А. Медленная кинетика нелинейности вязкоупругих свойств нефти при сдвиговых колебаниях // Акуст. журн. 2014. Т. 60. № 2. С. 166–172.
17. Авербах В.С., Бредихин В.В., Лебедев А.В., Мананков С.А. Нелинейная акустическая спектроскопия карбонатной горной породы // Акуст. журн. 2017. Т. 63. № 3. С. 323–336.
18. Brenguier F., Campillo M., Hadziioannou C., Shapiro N., Nadeau R., Larose E. Postseismic relaxation along the San Andreas fault at Parkfield from continuous seismological observations // Science. 2008. V. 321. 5895. P. 1478–1481.
19. Ostrovsky L., Lebedev A., Riviere J., Shokouhi P., Wu C., Stuber Geesey M.A., Johnson P.A. Long-time relaxation induced by dynamic forcing in geomaterials // J. of Geophys. Res.: Solid Earth. 2019. V. 124. № 5. P. 5003–5013.
20. Averbakh V.S., Bredikhin V.V., Lebedev A.V., Manakov S.A. Acoustic spectroscopy of fluid saturation effects in carbonate rock // Acoust. Phys. 2010. V. 56. P. 794–806.
21. Lebedev A.V., Bredikhin V.V., Soustova I.A., Sutin A.M., Kusunose K. Resonant acoustic spectroscopy of microfracture in a Westerly granite sample // J. Geophys. Res. 2003. V. 108. B10. P. EPM11(1–12).
22. Horowitz P., Hill W. The art of electronics. Cambridge University Press. 3-rd edition. 2015. 1192 p.
23. Massarotto M., Carlosena A., López-Martín A.J. Two-stage differential charge and transresistance amplifiers // IEEE Trans. on Instr. and Meas. 2008. V. 57. № 2. P. 309–320.
24. Рабинович М.И., Трубецков Д.И. Введение в теорию колебаний и волн. М.: Наука, 2001. 560 с.
25. Худсон Д. Статистика для физиков. М.: Мир, 1967. 295 с.
26. Winkler K.W., Xingzhou L. Measurements of third-order elastic constants of rocks // J. Acoust. Soc. Am. 1996. V. 100. № 3. P. 1392–1398.
27. Блехман И.И., Лавендел Э.Э., Гончаревич И.Ф. Поведение сыпучих тел под действием вибрации / Вибрации в технике. Т. 4. Глава III. М.: Машиностроение, 1981. С. 78–98.
28. Авербах В.С., Лебедев А.В., Мананков С.А., Бредихин В.В. Новый метод акустических исследований сыпучих материалов. Предварительные результаты // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2013. Т. 56. № 3. С. 149–172.
29. Ostrovsky L., Lebedev A., Manakov S., Riviere J., Shokouhi P., Guyer R., Stuber Geesey M., Johnson P. Non-linear relaxation in geomaterials: New results // Proc. Mtgs. Acoust. (POMA). 2018. № 34. P. 032002 (5 pages).
30. Johnson P.A., Zinszner B., Rasolofosaon P., Cohen-Tenoudji F., Abeele K.V.D. Dynamic measurements of the nonlinear elastic parameter A in rock under varying conditions // J. Geophys. Res. 2004. V. 109. B02202.
31. Lawn B. Fracture of brittle solids. Cambridge Univ. Press. Second edition. 1993. 378 p.
32. Мереж Х. Диффузия в твердых телах. Долгопрудный: Из-во “Интеллект”, 2011. 536 с.
33. Estrin Y., McCormic P.G., Street R. A phenomenological model of magnetisation kinetics // J. Phys.: Condens. Matt. 1989. V. 1. P. 4845–4851.
34. Shokouhi P., Riviere J., Guyer R.A., Johnson P.A. Slow dynamics of consolidated granular systems: Multi-scale relaxation // Appl. Phys. Lett. 2017. V. 111. P. 251604(1–4).
35. Kober J., Kruisova A., Scalerandi M. Elastic slow dynamics in polycrystalline metal alloys // Appl. Sci. 2021. V. 11. P. 8631.
36. Абрамовиц М., Стиган И. Справочник по специальным функциям с формулами графиками и математическими таблицами. Глава 5: Интегральная показательная функция и связанные с ней функции. С. 55–79. М.: Наука, 1979.
37. Israelachvili J.N. Intermolecular and surface forces. Academic press, N.Y., 1992. 450 p.
38. Scalerandi M., Mechri C., Bentahar M., Di Bella A., Gliozzi A.S., Tortello M. Experimental evidence of correlations between conditioning and relaxation in hysteretic elastic media // Phys. Rev. Appl. 2019. V. 12. P. 044002.
39. Mavko G., Mukerji T., Dvorkin J. The Rock Physics Handbook. Tools For Seismic Analysis in Porous Media. Cambridge University Press. MA. 2-nd edition. 2009. 524 p.
40. O’Connell R.J., Budiansky B. Seismic velocities in dry and saturated cracked solids // J. Geophys. Res. 1974. V. 79. № 35. P. 5412–5426.
41. Beresnev I.A., Johnson P.A. Elastic-wave stimulation of oil production: A review of methods and results // Geophysics. 1994. V. 59. № 6. P. 1000–1017.
42. Сердюков С.В., Курленя М.В. Механизм стимуляции добычи нефти сейсмическими полями малой интенсивности // Акуст. журн. 2007. Т. 53. № 5. С. 703–714.
43. Beresnev I.A., Vigil R.D., Li W., Pennington W.D., Turpening R.M., Iassonov P.P., Ewing R.P. Elastic waves push organic fluids from reservoir rock // Geophys. Res. Lett. 2005. V. 32. P. L13303(1–5).
44. Авербах В.С., Власов С.Н., Заславский Ю.М. Движение капли жидкости в капилляре под действием статического и акустического полей // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2000. Т. 43. № 2. С. 155–161.
45. Лебедев А.В. Нелинейный релаксационный механизм генерации шума фильтрации в пористых средах // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2018. Т. 61. № 4. С. 343–357.

46. Лебедев А.В. Численное моделирование шума фильтрации // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2020. Т. 63. № 2. С. 155–171.
47. Лебедев А.В. Сравнение теории с результатами измерений шума фильтрации флюида в пористой среде // Акуст. журн. 2022. Т. 68. № 5. С. 530–542.

Experimental Investigation of slow Relaxation of Sound Velocity in Carbonate Rock

A. V. Lebedev¹, *, S. A. Manakov¹

Institute of Applied Physics RAS, st. Ulyanova 46, Nizhny Novgorod, 603950 Russia

**e-mail: swan@appl.sci-nnov.ru;*

***e-mail: manakovsergej@mail.ru*

The paper presents the results of comprehensive studies of the phenomenon of slow relaxation of the speed of sound in structurally inhomogeneous materials after vibration exposure to a finite amplitude of deformations. The results were obtained on the experimental setup created for these studies, which ensured high accuracy in measuring the linear and nonlinear acoustic characteristics of various materials. The results of an experimental study of relaxation in a carbonate rock, which is a structurally heterogeneous material with a complex system of internal bonds, are presented. The measurements made it possible to determine the dependences of the relaxation parameters on the amplitude and excitation time, as well as the effects due to the finite amplitude of the probing wave. An interpretation of the obtained results is given and the effects that have not received an exhaustive explanation are noted.

Keywords: Nonlinear acoustics of structurally inhomogeneous media, slow relaxation of sound velocity

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ
ТЕХНИЧЕСКОЙ АКУСТИКИ

УДК 534.08,535.319

ИССЛЕДОВАНИЕ КАЧЕСТВА
ТЕРМОДИФфуЗИОННОЙ СВАРКИ КРИСТАЛЛОВ
В ДИСКОВОМ ОПТИЧЕСКОМ ЭЛЕМЕНТЕ
ОПТОАКУСТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

© 2024 г. В. В. Казаков^а*, И. Б. Мухин^а, А. А. Курников^а, П. В. Субочев^а

^аИнститут прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН,
ул. Ульянова 46, Нижний Новгород, БОКС–120, 603950 Россия

*e-mail: kazak@ipfran.ru

Поступила в редакцию 10.11.2023 г.

После доработки 21.01.2024 г.

Принята к публикации 28.02.2024 г.

Оптоакустическим методом исследована возможность оценки качества термодиффузионной сварки двух кристаллов иттрий алюминиевого граната в композитном оптическом диске. Для получения акустических изображений термодиффузионной сварки использовалось сканирование над поверхностью диска оптоакустического датчика, соединенного с импульсным лазером (длина волны 532 нм, длительность импульса 10 нс) оптоволоком. Синхронно с перемещением датчика на площади 16×16 мм с шагом 0.1 мм происходила регистрация ультразвуковых импульсов в диапазоне частот до 80 МГц. Использовались два режима ультразвуковой локации: на отражение и на просвет. Проведена диагностика двух композитных дисков диаметром 15 мм с различным качеством термодиффузионной сварки. Обсуждается возможность количественного определения качества диффузионного слоя оптоакустическим методом для объективного сравнения дисков. Полученные данные подтверждены результатами измерений методом оптических проекций.

Ключевые слова: контроль качества оптических композитных дисков, визуализация термодиффузионной сварки кристаллов, оптоакустический метод исследования

DOI: 10.31857/S0320791924020143, **EDN:** YMUCGO

ВВЕДЕНИЕ

Оптоакустический метод диагностики широко используется для диагностики структуры различных объектов при решении ряда медицинских и технических задач [1–8]. Суть метода заключается в облучении объекта коротким оптическим импульсом, поглощении импульса на его поверхности, генерации за счет теплового расширения акустического импульса и его приеме фокусированным ультразвуковым преобразователем. Короткий (порядка 10 нс) оптический импульс позволяет возбуждать высокочастотные (до десятков мегагерц) ультразвуковые импульсы, обеспечив этим высокое пространственное разрешение по глубине локации. При этом реверберационные отражения сводятся к минимально возможному. Для расширения частотного диапазона принимаемых сигналов до 100 МГц используются нерезонансные *PVDF* преобразователи из поливинилиден дифлюорида

с толщиной пьезопленки 5–9 мкм. Прием фокусированным преобразователем обеспечивает поперечное разрешение 30–100 мкм [9–11], что позволяет получать качественные акустические изображения отражающих поверхностей небольших размеров. Дополнительная постобработка данных с использованием деконволюции сигналов позволяет повысить их контрастность [12, 13]. Интенсивность и частотный диапазон возбуждаемых импульсов в значительной степени зависят от геометрических условий измерения, физических (теплопроводность, теплоемкость, плотность) и акустических (скорость звука, затухание) свойств облучаемого участка поверхности объекта [14–17]. Большие возможности для объективной оценки изменения структуры композитных материалов также дают и традиционные методы линейной и нелинейной ультразвуковой диагностики. В настоящее время они широко используются для исследования пластин из композитных материалов с целью

обнаружения внутри них различных типов дефектов: микротрещин, деламинации, непрочлея, изменения адгезива, остаточного напряжения [18–20].

Одними из практически важных объектов для исследования акустическими методами являются оптические композитные диски. Использование композитных активных элементов для твердотельных лазеров позволяет существенно улучшить их характеристики: подавить паразитную генерацию, уменьшить тепловые искажения луча, ослабить эффект усиленного спонтанного излучения [21, 22]. Для их изготовления разработана оригинальная технология термодиффузионной сварки кристаллов [23, 24]. Одним из ее ключевых этапов является контроль качества соединения, которое зависит от соблюдения многих условий, в том числе от подготовки поверхности стекол и соблюдения температурных режимов. Разработано большое количество методов, позволяющих оценить качество термодиффузионной сварки по различным критериям: прозрачности, коэффициенту затухания, неровности, шероховатости и другим. Наиболее часто это делается с помощью оптических методов контроля. Самым простым из них является визуальный, позволяющий по наличию муара, свилей и других дефектов отражения предварительно определить само наличия дефектных областей. Для объективной оценки обычно используется метод оптических проекций. Он заключается в том, что исследуемую поверхность облучают светом и регистрируют отраженное изображение на цифровую фотокамеру. После соответствующей калибровки определяют распределение интенсивности принятого сигнала по всей поверхности и рассчитывают значимый параметр, например, среднее значение коэффициента отражения. При хорошей термодиффузионной сварке, величина потерь (отражение и рассеяние) в оптическом диапазоне вблизи 1 мкм составляет не более 0.05% [23]. Переотражения света от различных поверхностей композитного диска создают большую проблему в получении качественного изображения диффузионной сварки, поэтому на результат измерения существенное влияние оказывает квалификация экспериментатора.

Исследование оптических дисков с помощью ультразвуковых волн имеет существенные особенности. Они обусловлены, с одной стороны, малыми толщинами и размерами соединяемых кристаллов, а с другой — высокими скоростями продольных ультразвуковых волн, распространяющихся в них. Например, для кварцевого стекла скорость составляет 5430–5990 м/с, в зависимости от сорта и примесей [25, 26]. Использование резонансных ультразвуковых преобразователей из пьезокерамики, обычно используемой для ультразвуковой дефектоскопии, становится затруднительным, поскольку при использовании мегагерцового диапазона частот в оптическом кристалле создается

достаточно длинный акустический импульс, существенно усложняющий анализ сигнала ультразвуковой волны, отраженной от исследуемого места термодиффузионной сварки.

Цель данной работы заключалась в разработке метода оценки качества термодиффузионной сварки оптических кристаллов по всей поверхности композитного оптического диска на основе использования метода оптоакустической диагностики.

ОБЪЕКТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

В качестве объектов исследования использовались два оптически прозрачных композитных диска: *А* и *Б* (рис. 1а) диаметром 15 мм. На практике они используются для разделения оптического излучения на два направления. Каждый диск состоял из двух кристаллов: первый — толщиной 1 мм, второй — с внешней скошенной гранью, имеющей максимальную толщину 5.4 мм, а минимальную — 5.3 мм. Скорость продольной ультразвуковой волны очень большая: в первом кристалле — 6250 м/с, а во втором — 8700 м/с. Оба кристалла соединены методом диффузионной сварки при температуре 1300°C. Толщина диффузионного слоя не превышает нескольких десятков нанометров. Визуально диффузионный слой диска *А* дефектов не имел, а диск *Б* имел дефекты в виде визуально наблюдаемых двух протяженных областей в виде легкого муара (рис. 1а, 1, 2). Кроме того, кристаллы имели сколы (рис. 1а, 3) по окружности, а кристалл диска *А* — боковой наклонный срез (рис. 1а, 4). Условно, по предварительному состоянию диффузионного слоя, далее будем их идентифицировать как бездефектный и дефектный диски. Измерения проводились со стороны тонкого кристалла.

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

На рис. 1б приведена функциональная схема проведения измерений. Разработанное оптоакустическое устройство состоит из лазера, комбинированного оптоакустического датчика, двухкоординатного устройства его перемещения, сосуда с водой и компьютера. Для излучения оптического импульса длительностью 10 нс и энергией 0.2 мДж использовался лазер ONDA532 (Bright Solutions, Италия), работающий на длине волны 532 нм. Оптические импульсы с частотой 1 кГц через оптоволокно FG550LEC (Thorlabs, США) поступали в комбинированный датчик. Он представлял собой цилиндр, в котором размещен фокусированный *PVDF* преобразователь со сквозным отверстием и закрепленным в нем оптоволокном, а также малошумящий согласующий преобразователь. Диаметр фокусирующей линзы был равен 10 мм, а фокусное расстояние — 20 мм. Диапазон частот, измеряемых датчиком, составлял 0.8–80 МГц. Через

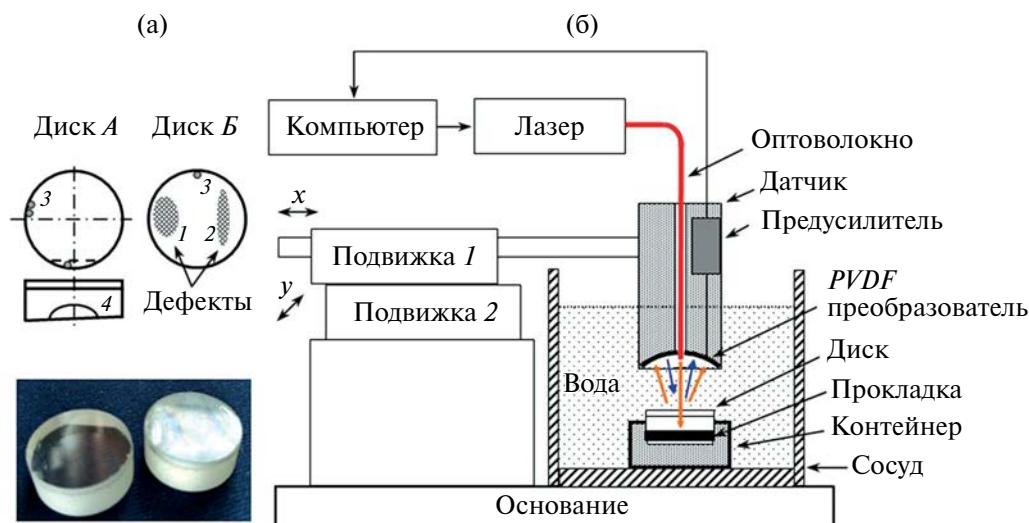


Рис. 1. (а) – Исследуемые диски и (б) – функциональная схема проведения измерений.

торец оптоволоконна, выступающего за поверхность линзы на 1 мм, происходило облучение объекта, а прием образующегося при нагреве акустического импульса осуществлялся фокусированным преобразователем. С помощью штанги датчик закреплялся на двухкоординатном устройстве с двумя линейными пьезоэлектрическими подвижками V-408.132020 (PI miCos, Германия). Ортогональные перемещения датчика проводились в автоматическом режиме в диапазоне ± 8 мм по каждой оси с шагом 100 мкм (160×160 отсчетов). Время сканирования составляло около трех минут. Управление частотой импульсов и сканирующим устройством осуществлялось через интерфейс компьютера. Запись акустических сигналов в компьютер происходила через плату 16-ти разрядного аналого-цифрового преобразователя (АЦП) CSE25216 (GaGe, США), имеющего частоту дискретизации 200 МГц.

Исследуемые диски устанавливались в специально напечатанный на 3D-принтере контейнер. По периметру диск опирался на упоры, образованные выемкой в глубине отверстия диаметром 14 мм и глубиной 3 мм. Контейнер помещался в сосуд с водой. Расстояние между датчиком и поверхностью диска устанавливалось таким образом, чтобы диффузионный слой был в фокусе преобразователя. Оцифрованные массивы сигналов обрабатывались с помощью программного обеспечения пакета Matlab. Для визуализации изменения амплитуды сигнала принятой волны использовалось максимальное значение амплитуды сигнала каждого А-скана во временном окне анализа, соответствующем отражению от диффузионной сварки. Согласно техническим характеристикам используемого лазера изменение мощности излучения

оптического импульса составляет менее 10%. Это значение определяет флуктуации максимального значения амплитуды сигнала принятой ультразвуковой волны. Поскольку нормировка значения сигнала на амплитуду излученного оптического импульса не проводилась, то при построении акустических изображений для уменьшения уровня флуктуаций использовалось скользящее усреднение значений в матрице сигналов по трем соседним отсчетам. В результате относительное изменение амплитуд ультразвуковых импульсов между соседними отсчетами не превышало 0.37%.

В оптоакустическом методе, использующем PVDF преобразователь, акустический сигнал образуется двумя способами. Во-первых, он образуется на поглощающей оптический импульс поверхности объекта. Облучаемый участок "мгновенно" нагревается и излучает первый ультразвуковой импульс. Во-вторых, за счет пирозффекта в PVDF пленке преобразователя происходит ее возбуждение и излучение второго ультразвукового импульса. Этот уже фокусированный ультразвуковой импульс излучается в направлении объекта, отражается и принимается этим же PVDF преобразователем (режим локации на отражение). Таким образом, на преобразователь последовательно поступают два различных ультразвуковых импульса с временными задержками, определяемыми однократным и двукратным их прохождением расстояния до исследуемой поверхности. При этом будут исследоваться различные характеристики объекта. При облучении оптическим импульсом интенсивность возбуждаемой ультразвуковой волны будет в значительной степени определяться поглощением импульса в объекте и его теплопроводностью. При облучении ультразвуковой волной амплитуда отражения

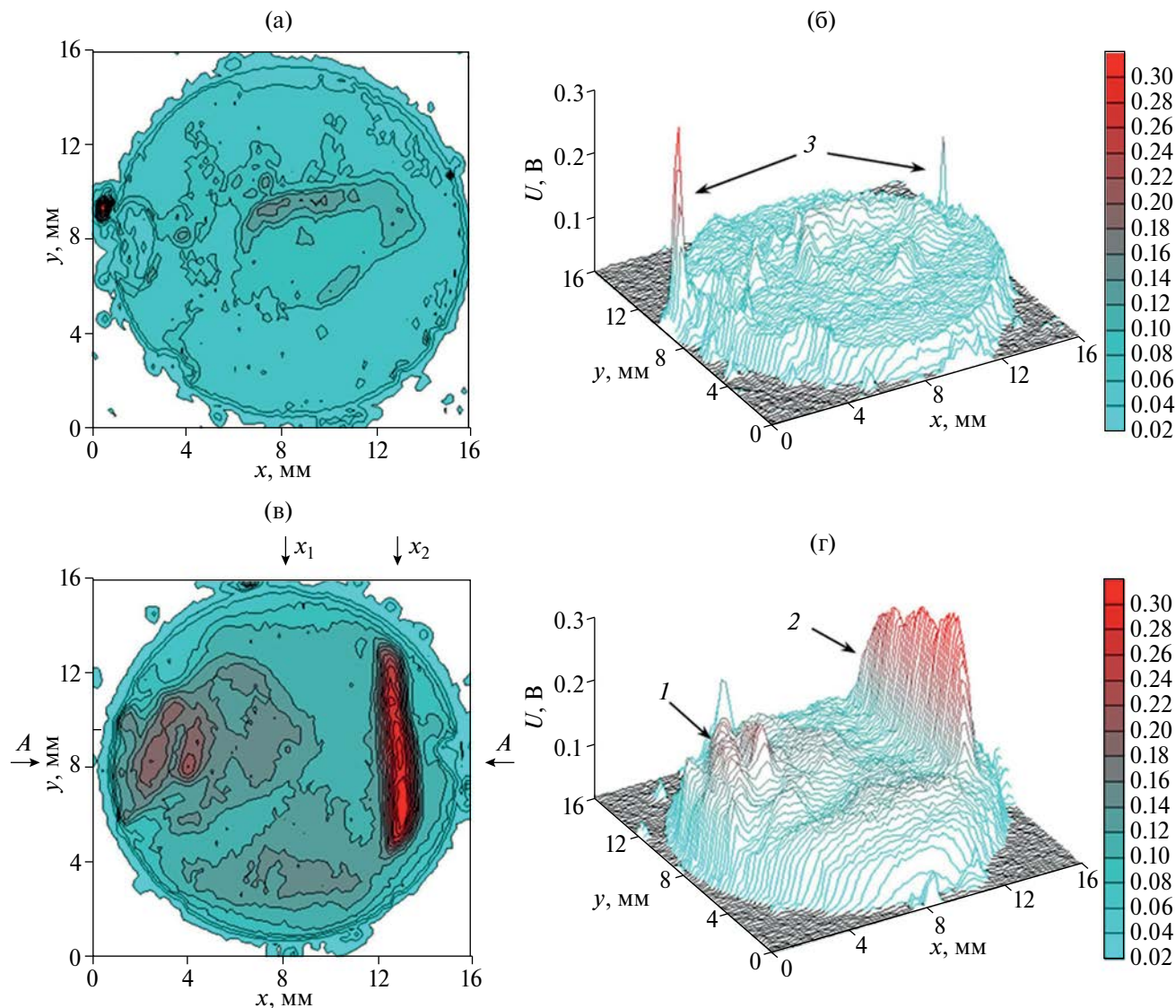


Рис. 2. Изменение амплитуды сигнала ультразвуковой волны, отраженной от диффузионного слоя, при локации на отражение: (а, б) — для бездефектного диска и (в, г) — диска с дефектами.

зависит от разности акустических импедансов двух сред [27, 28]. Поскольку диффузионный слой оптически почти прозрачен, то первый ультразвуковой импульс, формируемый от него за счет термоэффекта, очень мал и использовать его для диагностики затруднительно. В данном случае целесообразно оптическое излучение использовать только для генерации короткого акустического импульса, создаваемого фокусированным *PVDF* преобразователем.

Методику проведения измерений можно изменить и создать режим локаций на просвет (теневой метод). Если к задней поверхности диска поджать прокладку, поглощающую свет (см. рис. 26), то источник ультразвука за счет термоэффекта

переместится на него. В качестве прокладки использовался пластик черного цвета в виде диска толщиной 3 мм. В предположении, что в диффузионном слое оптическое излучение не поглощается, можно считать, что акустический сигнал формируется на границе кристалла и прокладки. В режиме измерения на просвет, в отличие от режима на отражение, увеличение различия импедансов в диффузионном слое приводит к уменьшению принятого сигнала. На практике теневой метод используется для более достоверного обнаружения полостей и непроклея композитных материалов. В ультразвуковой дефектоскопии он более сложен в технической реализации, поскольку требует соблюдения соосности двух пьезопреобразователей,

синхронно перемещаемых по поверхностям, и не всегда применим. В данном случае все условия для проведения измерений создаются автоматически. Практический интерес представляет сравнение результатов диагностики диффузионного слоя обоими методами локации.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2 приведены акустические изображения термодиффузионной сварки для диска *A* (рис. 2а, 2б) и диска *B* (рис. 2в, 2г) в виде изолиний и поверхности в режиме локации на отражение, а на рис. 3 – аналогичные изображения, полученные в режиме локации на просвет. Они позволяют получить полную информацию как об изменении

амплитуд принятых акустических сигналов, так и их пространственном распределении.

На рис. 4 приведены осциллограммы $U_{x1}(t)$ и $U_{x2}(t)$ сигналов в выбранных временных окнах анализа, записанных для сечения *A* (рис. 2в) в месте его пересечения датчиком с координатами x_1 и x_2 (для бездефектной и дефектной областей).

На рис. 5 для режима локации на просвет приведены изменения средних, максимальных и минимальных значений сигнала U_y , соответствующего отражению от диффузионного слоя, для каждого из 160 сечений по координате y , где N_y – номер сечения.

Количественная оценка качества диффузионного слоя производилась для области по центру диска

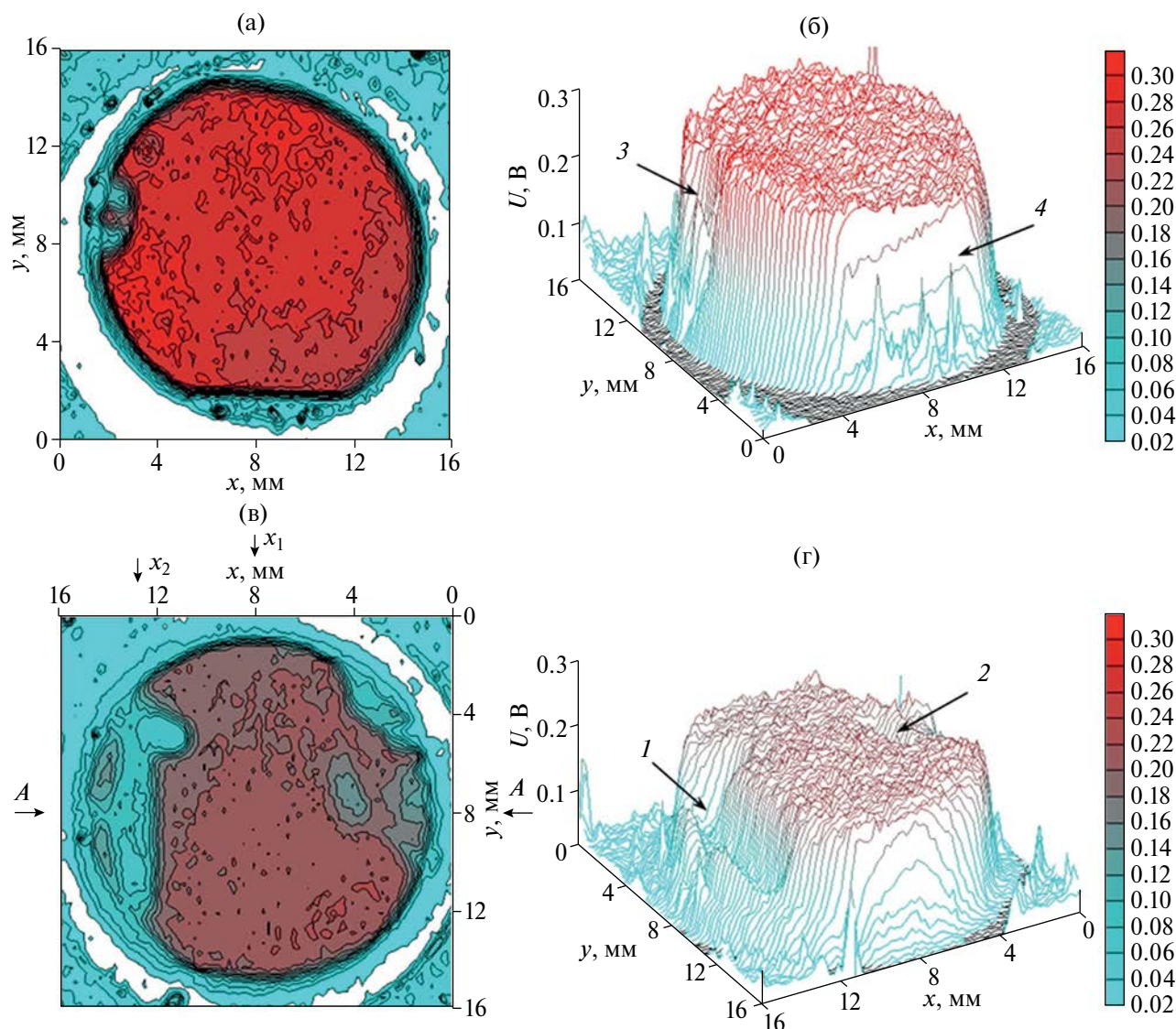


Рис. 3. Изменение амплитуды сигнала ультразвуковой волны, отраженной от диффузионного слоя, при локации на просвет: (а, б) – для бездефектного диска и (в, г) – диска с дефектами.

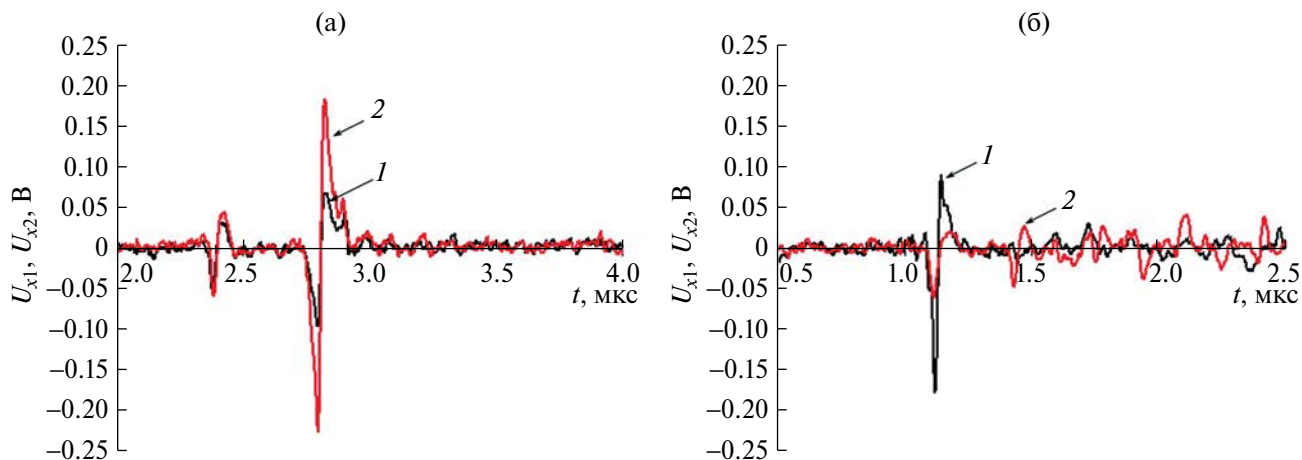


Рис. 4. Осциллограммы сигналов для бездефектной (1) и дефектной (2) областей диска в режиме сканирования (а) — на отражение и (б) — на просвет.

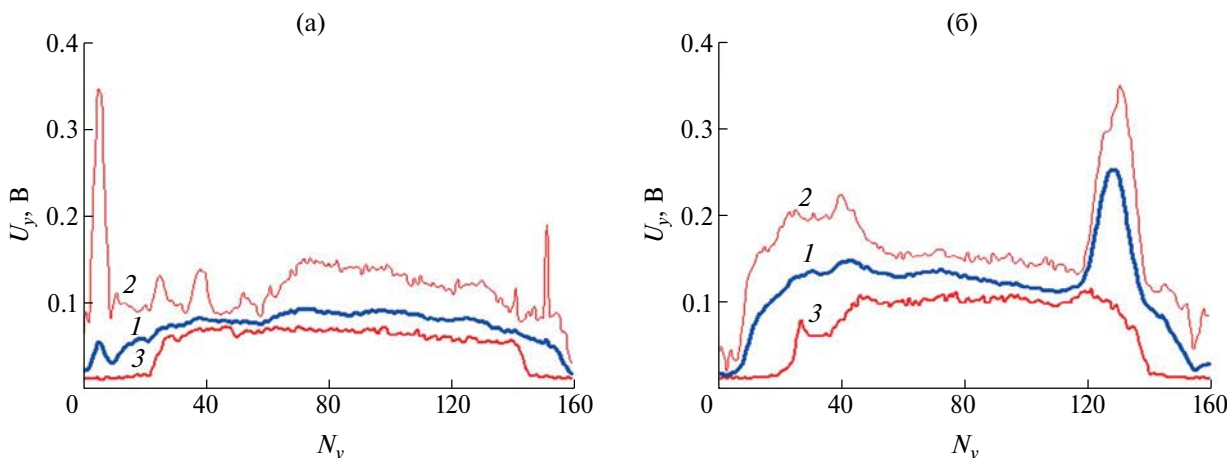


Рис. 5. Изменение средних (1), максимальных (2) и минимальных (3) значений сигнала, усредненного для каждого значения сечения N : (а) — для бездефектного диска и (б) — дефектного при локации в режиме на просвет.

размером 9×9 мм. Выбор размера определялся простотой расчета по площади диска и исключением из рассмотрения сигналов от сколов. Результаты вычисления среднего U_s , максимального $U_{s_{\max}}$ и минимального $U_{s_{\min}}$ значений сигналов, для выбранной области обоих дисков и режимов локации, а также относительные изменения ΔU_s средних значений дефектного диска по отношению к бездефектному приведены в таблице.

Для сравнения с полученными результатами были проведены независимые исследования композитных дисков методом оптических проекций. Были измерены отражения оптического излучения с длиной волны 1.03 мкм от поверхности диффузионного слоя кристаллов и их регистрация с помощью цифровой камеры. Полученные

изображения для обоих дисков качественно совпадают с приведенными на рис. 2 и 3 акустическими изображениями. Среднее значение коэффициента отражения для диффузионного слоя для бездефектного диска А было равно: $0.220 \pm 0.007\%$, а для дефектного диска Б: $4.40 \pm 0.23\%$.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Из полученных акустических изображений в режиме локации на отражение (рис. 2) хорошо видно, что использование оптоакустического метода, в котором оптический импульс используется для генерации короткого акустического импульса *PVDF* преобразователя, позволяет визуализировать отражение от поверхности диффузионного слоя.

Таблица. Изменения амплитуд сигналов, отраженных от диффузионного слоя

	Локация на отражение		Локация на просвет	
	Диск А	Диск Б	Диск А	Диск Б
U_s, B	0.085 ± 0.005	0.131 ± 0.013	0.271 ± 0.004	0.193 ± 0.022
$U_{s_{\max}}, B$	0.124 ± 0.019	0.163 ± 0.024	0.297 ± 0.008	0.222 ± 0.014
$U_{s_{\min}}, B$	0.067 ± 0.004	0.101 ± 0.01	0.241 ± 0.012	0.152 ± 0.049
$\Delta U_s, \%$	154.1		71.2	

Для диска с дефектами (рис. 2в, 2г) можно идентифицировать дефектные участки, отличающиеся по изменению амплитуды отражения. Поскольку существует разница акустических импедансов кристаллов из-за различной скорости распространения ультразвуковых волн (ориентация кристаллографических осей кристаллов в данном случае не контролировалась), сигнал отражения ультразвукового импульса присутствует и для бездефектного диска (рис. 2а, 2б). Изменение акустических свойств диффузионного слоя создает дополнительное изменение амплитуды отраженной волны: увеличение разницы импедансов приводит к увеличению амплитуды отраженного сигнала. Плавность и непрерывность изменения амплитуды отражения в центре диска (рис. 2б) дает основание предположить, что у бездефектного по предварительным данным диска все-таки тоже есть небольшой дефект диффузионного слоя в виде кольца. Кроме того, на обоих дисках хорошо идентифицируются места сколов. Диффузионный слой визуально не виден из-за маленького значения коэффициента отражения, в то же время акустическим методом он хорошо обнаруживается и видны его изменения. В перспективе это дает основание для его исследования с помощью нелинейных акустических методов диагностики с целью выявления более тонких эффектов изменения его физических и акустических свойств.

Акустические изображения в режиме локации на просвет (рис. 3) качественно подтверждают результаты, полученные в режиме локации на отражение. Однако есть и различия. В частности, на рис. 3а, 3б для бездефектного диска уже видно наличие среза (4) на грани нижнего кристалла, который естественно не виден при локации на отражение на рис. 2а, 2б. Амплитуда сигнала будет тем больше, чем меньше разница акустических импедансов. Результат существенно зависит от подготовки поверхности материала источника излучения — подложки и ее оптоакустических характеристик. Пространственное разрешение получается меньше, поскольку облучение диффузионного слоя происходит расходящимся фронтом ультразвукового импульса и только прием сигнала осуществляется фокусированным

преобразователем. При использовании же локации на отражение и облучение и прием осуществляются фокусированным ультразвуковым импульсом. Вероятно по этой причине уровень изменения амплитуды для бездефектного диска выше (рис. 3б) и дефектов в виде кольца, как на рис. 2б, не видно. Этот режим перспективен для исследования дефектов типа непрочности или полости, которые в исследуемых дисках отсутствуют. В то же время он имеет дополнительные возможности для увеличения частоты локации и повышения разрешения по глубине локации. Из осциллограммы на рис. 4а видно, что длительность ультразвукового импульса при локации на отражение равна 0.064 мкс (соответствует периоду частоты 15.6 МГц), а при локации на просвет — 0.09 мкс (11.1 МГц). Это объясняется разными источниками возникновения ультразвукового импульса. Длительность импульса в режиме локации на просвет определяется пьезоэффектом в *PVDF* пленке преобразователя и не может быть изменена. В режиме локации на просвет можно изменять и подбирать материал подложки, обеспечивающий более короткие времена поглощения оптического импульса. Этот эффект используется на практике [2, 19, 29].

Обработка данных для сравнения качества композитных дисков не является тривиальной и зависит от выбора критерия. На рис. 5а, 5б для режима локации на отражение приведены изменения различных (среднего, максимального и минимального) значений амплитуд сигналов. Они взяты из матрицы амплитуд $U(x, y)$ (рис. 2), состоящей из $N \times N$ отсчетов, где $N = 0...160$, и вычислены для каждого сечения по координате x . Из рисунков видно, что значения амплитуд по сечению изменяются неравномерно. Изменения максимальных значений (2) особенно подчеркивают всплески сигналов, связанные с отражениями от сколов. Минимальные значения (3) хорошо подчеркивают и равномерность отражения от диффузионного слоя (рис. 5а) и наличие на определенных сечениях дефектов (рис. 5б). Средние значения (1) изменения амплитуд сглаживают влияние наличия сколов и дефектов и соответствуют усредненному показателю качества диффузионного слоя диска. Выбрать только

один критерий для оценки качества становится затруднительным. Из таблицы видно, что средние значения сигналов в центральной области дефектного и бездефектного дисков достаточно сильно различаются (на десятки процентов) и их можно оценить количественно как при локации на просвет, так и при локации на отражение. При наборе статистических данных для бездефектного диска целесообразно использовать все три критерия изменения амплитуды отраженного сигнала: среднее значение U_s , характеризующее качество слоя в целом по поверхности, максимальное $U_{s_{\max}}$, характеризующее предельный уровень ухудшения свойств слоя, и минимальное $U_{s_{\min}}$, подчеркивающее и выделяющее наличие нескольких локальных дефектов, изменяющих амплитуду отражения или прохождения ультразвукового импульса.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью оптоакустического метода проведены исследования диффузионного слоя двух композитных оптических дисков. В режимах излучения апериодических ультразвуковых импульсов длительностью 0.064–0.09 мкс на отражение и на просвет показана возможность исследования отражения ультразвуковых импульсов от диффузионного слоя и построение его акустического изображения. Для режима локации на просвет использовалось возбуждение оптическим импульсом длительностью 10 нс фокусированного *PVDF* преобразователя. Для возбуждения ультразвуковых импульсов в режиме локации на просвет возбуждение осуществлялось путем поглощения оптического импульса в специальной прокладке, размещаемой за нижней гранью композитного диска. Показано, что акустические изображения для бездефектного и дефектного диска достоверно различаются. Использование режима локации на просвет позволяет получать данные об амплитуде отражения с более высоким пространственным разрешением, обусловленным фокусированием ультразвуковой волны как при излучении, так и при приеме *PVDF* преобразователем. В режиме локации на прохождение ультразвуковой волны зашумленность сигнала выше за счет расходимости оптического излучения в области возбуждения ультразвукового импульса. Это метод более пригоден для дефектов типа полости, микротрещин, расслоения соединяемых кристаллов. Оценена возможность количественного определения качества диффузионного слоя для проведения объективного сравнения композитных дисков. Показано, что для режима локации на отражение целесообразно использовать расчет и среднего, и максимального и минимального значений амплитуды. Если необходимо оценить неравномерность отражения по площади диска, то такую сжатую информацию дает построение графика изменений значений принятого сигнала, усредненных по каждому сечению

сканирования. Достоверность полученных результатов хорошо подтверждается данными, полученными методом оптических проекций.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ №19-75-10055П. Работы по изготовлению композитных элементов и исследование их оптических свойств выполнены при поддержке Национального центра мирового уровня “Центр Фотоники”, соглашение № 075-15-2022-316.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Егоров С.В., Симановский Я.О.* Оптоакустика неоднородных биомедицинских сред: конкуренция механизмов и перспективы применения (обзор) // Акуст. журн. 2022. Т. 68. № 1. С. 96–116. <http://doi.org/10.31857/S0320791922010026>
2. *Подымова Н.Б., Карабутов А.А.* Влияние трещиноватости полевых шпатов на спектральную мощность обратнорассеянных широкополосных импульсов продольных ультразвуковых волн // Акуст. журн. 2022. Т. 68. № 6. С. 679–688. <http://doi.org/10.31857/S0320791922060090>
3. *Hayashi T., Mori N., Ueno T.* Non-contact imaging of subsurface defects using a scanning laser source // Ultrasonics. 2022. V. 119. P. 106560. <https://doi.org/10.1016/j.ultras.2021.106560>
4. *Podymova N.B., Karabutov A.A.* Nondestructive assessment of local microcracking degree in orthoclase and plagioclase feldspars using spectral analysis of back-scattered laser-induced ultrasonic pulses // Ultrasonics. 2022. V. 125. P. 106796. <https://doi.org/10.1016/j.ultras.2022.106796>
5. *Kou X., Pei C., Chen Z.* Fully noncontact inspection of closed surface crack with nonlinear laser ultrasonic testing method // Ultrasonics. 2021. V. 114. P. 106426. <https://doi.org/10.1016/j.ultras.2021.106426>
6. *Соколовская Ю.Г., Подымова Н.Б., Карабутов А.А.* Лазерный оптико-акустический метод для обнаружения нарушений периодичности структуры углепластиков // Акуст. журн. 2022. Т. 68. № 4. С. 454–461. <http://doi.org/10.31857/S0320791922040128>
7. *Khokhlova T.D., Pelivanov I.M., Solomatin V.S., Karabutov A.A., Sapozhnikov O.A.* Opto-acoustic diagnostics of the thermal action of high-intensity focused ultrasound on biological tissues: the possibility of its applications and model experiments // Quant. Electronics. 2006. V. 36. № 12. P. 1097–1102. <http://doi.org/10.1070/QE2006v036n12ABEH013262>
8. *Bychkov A., Simonova V., Zarubin V., Cherepetskaya E., Karabutov A.* The progress in photoacoustic and laser ultrasonic tomographic imaging for biomedicine and industry: A review // Appl. Sciences. 2018. V. 8. P. 1931. <http://doi.org/10.3390/app8101931>

9. Yddal T., Gilja O.H., Cochran S., Postema M., Kotopoulos S. Glass-windowed ultrasound transducers // *Ultrasonics*. 2016. V. 68. P. 108–119.
<http://dx.doi.org/10.1016/j.ultras.2016.02.005>
10. Kurnikov A.A., Pavlova K.G., Orlova A.G., Khilov A.V., Perekatova V.V., Kovalchuk A.V., Subochev P.V. Broadband (100 kHz – 100 MHz) ultrasound PVDF detectors for raster-scan optoacoustic angiography with acoustic resolution // *Quant. Electronics*. 2021. V. 51. № 5. P. 383–388.
<https://doi.org/10.1070/QEL17538>
11. Ren D., Sun Y., Shi J., Chen R. A review of transparent sensors for photoacoustic imaging applications // *Photonics*. 2021. V. 8. P. 324.
<https://doi.org/10.3390/photonics8080324>
12. Тиманин Е.М., Михайлова И.С., Фикс И.И., Курников А.А., Ковальчук А.В., Орлова А.Г., Угарова О.А., Frenz M., Jaeger M., Субочев П.В. Улучшение оптоакустических изображений биотканей методом одномерной обратной свертки с адаптивной самокалибровкой в реальном времени // *Акуст. журн.* 2023. Т. 69. № 6. С. 800–807.
<http://doi.org/10.31857/S0320791923600750>
13. Рудницкий А.Г. Итерационная схема коррекции изображений в оптоакустической томографии // *Акуст. журн.* 2022. Т. 68. № 4. С. 440–448.
<http://doi.org/10.31857/S0320791922040098>
14. Tian C., Xie Z., Fabiilli M.L., Liu S., Wang C., Cheng Q., Wang X. Dual-pulse nonlinear photoacoustic technique: A practical investigation // *Biomed. Opt. Expr.* 2015. V. 6. № 8. P. 2923–2933.
<http://doi.org/10.1364/BOE.6.002923>
15. Oraevsky A., Karabutov A. Ultimate sensitivity of time-resolved opto-acoustic detection // *Proc. SPIE Biom. Optoacoustics*. 2000. V. 3916. P. 228–239.
<http://doi.org/10.1117/12.386326>
16. Davies S.J., Edward C., Taylor G.S., Palmer S.B. Laser-generated ultrasound: its properties. mechanisms and multifarious applications // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1993. V. 26. P. 329–348.
<http://doi.org/10.1088/0022-3727/26/3/001>
17. Ruello P., Gusev V.E. Physical mechanisms of coherent acoustic phonons generation by ultrafast laser action // *Ultrasonics*. 2015. V. 56. P. 21–35.
<http://dx.doi.org/10.1016/j.ultras.2014.06.004>
18. Gao T., Liu X., Zhu J., Zhao B., Qing X. Multi-frequency localized wave energy for delamination identification using laser ultrasonic guided wave // *Ultrasonics*. 2021. V. 116. P. 106486.
<https://doi.org/10.1016/j.ultras.2021.106486>
19. Gupta S., Rajagopal P. S0 Lamb mode scattering studies in laminated composite plate structures with surface breaking cracks: insights into crack opening behavior // *Ultrasonics*. 2023. V. 129. P. 106901.
<https://doi.org/10.1016/j.ultras.2022.106901>
20. Karabutov A., Devichensky A., Ivochkin A., Lyamshchev M., Pelivanov I., Rohadgi U., Solomatin V., Subudhi M. Laser ultrasonic diagnostics of residual stress // *Ultrasonics*. 2008. V. 48. P. 631–635.
<http://doi.org/10.1016/j.ultras.2008.07.006>
21. Goncalves-Novo T., Albach D., Vincent B., Arzakant-syan M., Chanteloup J.-Ch. 14 J/2 Hz Yb3+:YAG diode pumped solid state laser chain // *Opt. Express* 2013. V. 21. № 1. P. 855–866.
<http://doi.org/10.1364/OE.21.000855>
22. Vadimova O.L., Mukhin I.B., Kuznetsov I.I., Palashov O.V., Perevezentsev E.A., Khazanov E.A. Calculation of the gain coefficient in cryogenically cooled Yb: YAG disks at high heat generation rates // *Quant. Electron.* 2013. V. 43. № 3. P. 201–206.
<http://doi.org/10.1070/QE2013v043n03ABEH015064>
23. Mukhin I.B., Perevezentsev E.A., Palashov O.V. Fabrication of composite laser elements by a new thermal diffusion bonding method // *Opt. Mater. Expr.* 2014. V. 4. № 2. P. 266–271.
<http://doi.org/10.1364/OME.4.000266>
24. Kuznetsov I.I., Volkov M.R., Mukhin I.B. Composite Yb:YAG sapphire thin-disk active elements produced by thermal diffusion bonding // *J. Opt. Soc. Am. B: Opt. Phys.* 2020. V. 37. № 7. P. 2193–2198.
<http://doi.org/10.1364/josab.396572>
25. Горальник А.С., Кульбицкая М.Н., Михайлов И.Г., Ферштат Л.Н., Шутилов В.А. О температурной зависимости скорости звука в чистых и легированных кварцевых стеклах // *Акуст. журн.* 1972. Т. 18. № 3. С. 391–396.
26. Мункуева С.Б., Санжиев Ч.П., Сандитов Д.С. Параметр Грюнайзена и отношение скоростей распространения продольной и поперечной акустических волн в стеклах // *Вестн. Бурят. гос. универ.* 2011. Т. 11. С. 164–168.
27. Kobayashi K., Yoshida S., Saijo Y., Hozumi N. Acoustic impedance microscopy for biological tissue characterization // *Ultrasonics*. 2014. V. 54. P. 1922–1928.
<http://dx.doi.org/10.1016/j.ultras.2014.04.007>
28. Соколовская Ю.Г., Подымова Н.Б., Карабутов А.А. Лазерный оптико-акустический метод количественной оценки пористости углепластиков на основе измерения их акустического импеданса // *Акуст. журн.* 2020. Т. 66. № 1. С. 86–94.
<http://doi.org/10.31857/S0320791920010098>
29. Gonzalez M.G., Rioby L.M., Brazzano L.C., Veiras F.E., Sorichetti P.A., Santiago G.D. Generation of sub-microsecond quasi-unipolar pressure pulses // *Ultrasonics*. 2019. V. 98. P. 15–19.
<https://doi.org/10.1016/j.ultras.2019.05.002>

Study of Quality of Thermodiffusion Welding of Crystals in Disk Optical Element by Optoacoustic Method

V. V. Kazakov^{1, *}, I. B. Mukhin¹, A. A. Kurnikov¹, P. V. Subochev¹

A.V. Gaponov-Grekhov Institute of Applied Physics of the RAS (IAP RAS)

¹Ul'yanov Street, 46, Nizhny Novgorod, 603950 Russia

**e-mail: kazak@ipfran.ru*

The possibility of evaluating the quality of thermodiffusion welding of two yttrium aluminum garnet crystals in a composite optical disk has been investigated using an optoacoustic method. To obtain acoustic images of thermodiffusion welding, an optoacoustic sensor connected to a pulsed laser (wavelength 532 nm, pulse duration 10 ns) by an optical fiber was scanned over the disk surface. The ultrasonic pulses in the frequency range up to 80 MHz were registered synchronously with the movement of the transducer on the area of 16x16 mm with a step of 0.1 mm. Two modes of ultrasonic location were used: on reflection and on lumen. Diagnostics of two 15 mm diameter composite disks with different quality of thermodiffusion welding was carried out. The possibility of quantifying the quality of the diffusion layer by an optoacoustic method for objective comparison of the disks is discussed. The obtained data are confirmed by the results of measurements by the optical projection method.

Keywords: quality control of optical composite disks, visualization of thermodiffusion welding of crystals, optoacoustic method of investigation

ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

УДК 621.3.535.2

К ВОПРОСУ О ЗВУЧАНИИ РЕЧИ И ФОРТЕПИАНО¹

© 2024 г. В. А. Зверев^a, А. И. Малеханов^{a, *}

^aФедеральный исследовательский центр “Институт прикладной физики
им. А.В. Гапонова–Грехова Российской академии наук”,
ул. Ульянова 46, Нижний Новгород, 603950 Россия

*e-mail: almal@ipfran.ru

Поступила в редакцию 21.09.2023 г.
Принята к публикации 19.12.2023 г.

Рассмотрен вопрос слухового восприятия звуков речи и фортепиано, имеющих относительно слабый уровень основного тона на фоне высоких гармоник (формант голосовых связок и обертонов струны, соответственно). Показано, что слышимый спектр этих звуков является спектром огибающей интерференции колебаний соответствующих гармоник. Этот спектр содержит основной тон как доминирующий звук, который хорошо слышен в речи и в музыке, в то время как форманты и обертоны, изначально доминирующие в спектре звука речи и музыки, влияют преимущественно на тембр основного тона. На уровне гипотезы указано, что огибающая интерференции колебаний выделяется (детектируется) при этом в результате распространения звуковых волн в нелинейной среде жидкости улитки внутреннего уха.

Ключевые слова: слуховое восприятие, основной тон, обертоны, форманты, интерференция тональных сигналов, детектирование огибающей

DOI: 10.31857/S0320791924020151, **EDN:** YMPOUZ

ВВЕДЕНИЕ

В звуках речи и фортепиано отчетливо слышен звук основного тона, на который настроена голосовая связка или струна фортепиано соответственно. Однако в спектрах этих звуков основной тон часто не является преобладающим сигналом — его уровень может быть весьма низким сравнительно с уровнем обертонов (в звучании фортепиано) или формант (в звучании речи). Тем не менее, основной тон слышен нами как доминирующий звук, а обертоны и форманты влияют только на тембр звука основного тона [1]. В связи с этим возникает вопрос, который мы назовем *вопросом восприятия звука*: почему слушатель воспринимает основной тон в речи и в музыке как доминирующий звук, а обертоны и форманты, которые не просто присутствуют, но и доминируют в соответствующем спектре, влияют лишь на тембровую окраску основного тона?

Основной тон — это самая низкая по частоте мода собственных колебаний натянутой струны

и натянутых голосовых связок, закрепленных на концах. Наш повседневный опыт указывает на то, что при нажатии любой клавиши фортепиано или произнесении звука голосом, мы непременно услышим основной тон. К примеру, мы уверенно отличаем мужской голос от женского, прежде всего, по высоте основного тона.

В целом, поставленный вопрос восприятия звука относится к области психоакустики (см. например, [1–5]). В ряде работ [2, 3, 5] рассмотрен психоакустический механизм восприятия звука. Согласно этому механизму мы не слышим основной тон непосредственно, так как его уровень мал в спектре звука, но ощущаем его как сигнал разностной частоты соседних обертонов, равной частоте основного тона.

Подобная трактовка и сам механизм вызывают, однако, определенные сомнения. Ощущать можно только реально присутствующий сигнал, но нельзя ощущать тот сигнал, которого физически нет. Естественно предполагать, что музыкальный (речевой) сигнал основного тона должен присутствовать

¹ Это письмо оказалось последней публикацией в “Акустическом журнале” одного из самых продуктивных его авторов, члена-корреспондента РАН Виталия Анатольевича Зверева, ушедшего из жизни 6 марта 2024 г. В.А. Зверев является автором более 80 статей в “Акустическом журнале”, многие из которых могут быть отнесены к классическим работам современной акустики.

уже “на входе”, хотя он может быть при этом весьма слабым в сравнении с сигналами высоких гармоник — обертонов или формант.

Отмеченный психоакустический механизм опровергается не только этим общим рассуждением, но прямым опытом [3, стр. 8]. В этом опыте разность частот соседних обертонов путем прореживания спектра была увеличена вдвое, но слышимая частота основного тона при этом не изменилась.

Ответ на поставленный вопрос восприятия звука следует искать, по нашему мнению, непосредственно в области физической акустики, не привлекая для этого субъективные психоакустические факторы (не отвергая, разумеется, их роли вообще). Цель данной работы — попытаться дать такой ответ на основе физического описания процесса образования звуков фортепиано и звуков речи.

ОСНОВНОЙ ТОН, ОБЕРТОНЫ И ФОРМАНТЫ

Как известно, звуки фортепиано создаются колебаниями струн, а звуки речи — колебаниями голосовых связок. Как физический объект, голосовые связки можно представить как две струны, расположенные в глотке на пути потока воздуха из легких в полость рта. Начиная разговор или пение, человек натягивает голосовые связки, и в этом положении они возбуждаются проходящим через них потоком воздуха. Если звучание струны возникает после удара молоточка по ней в результате распространения колебаний, которые отражаются от закрепленных концов, то аналогичным образом действуют и голосовые связки, с той лишь разницей, что они возбуждаются переменным во времени потоком воздуха. Следовательно, оба этих процесса могут быть описаны с единых и хорошо известных позиций.

Как струны, так и связки обладают частотами собственных резонансных колебаний, геометрические формы которых называются модами. Самая низкочастотная мода есть основной тон, следующие за ней моды колебаний для струн и связок называются по-разному — обертонами и формантами, соответственно, их наличие играет существенную роль в решении вопроса восприятия звука. Удар молоточка по струне изначально возбуждает все моды свободных колебаний струны, а переменный поток воздуха через голосовые связки — все моды колебаний голосовых связок. Колебания струн фортепиано после их усиления резонансной деккой приводят к возбуждению звуковых волн в окружающем воздухе, их мы и слышим. В свою очередь, колебания голосовых связок модулируют проходящий через них воздушный поток, также возбуждая при этом звуковые волны. Эти волны усиливаются и корректируются по частоте резонансными

полостями голосового тракта человека, производя слышимый нами звук речи или пения.

Длина волны основного тона равна удвоенной длине струны или связки между точками их закрепления. Высшие моды обертонов и формант обладают длинами волн, кратно меньшими основной — между точками закрепления должно укладываться целое число длин их полуволн. На соответствующие частоты колебаний это условие распространяется только приблизительно, хотя и с хорошей точностью, поскольку скорость распространения волн вдоль струны или связки имеет слабую частотную зависимость.

Для примера, на рис. 1 показан спектр звука басовой ноты фортепиано, на рис. 2 (взяв из сети Интернет) — спектр речи. Видно, что оба спектра состоят из набора дискретных частот, отвечающих модам основного тона и высшим модам, при этом уровень основной моды мал в сравнении с уровнем высших мод. На рис. 1 основной тон на частоте 27 Гц имеет уровень —9 дБ, в то время как уровень некоторых обертонов превышает 20 дБ, т.е. различие составляет ~30–40 дБ. Отметим, что это не всегда так и зависит от того, какая именно нота озвучена. Спектр звучания ноты может содержать основной тон с гораздо более высоким уровнем, но нет таких нот, основной тон которых заметно превалирует над обертонами. В спектре речи наблюдается качественно та же картина, как это видно по рис. 2.

Таким образом, мы убеждаемся, что поставленный выше вопрос восприятия звука имеет место. Попытаемся теперь ответить на него.

ВАРИАНТ ОТВЕТА НА ВОПРОС ВОСПРИЯТИЯ ЗВУКА

Итак, опираясь на изложенные выше известные положения, рассмотрим, каким образом можно дать непротиворечивый ответ на поставленный вопрос.

Выполним следующий численный опыт. Широкополосный звуковой сигнал, спектр которого показан на рис. 1 и в котором, что важно, практически нет явно выраженного основного тона, подвергнем обычному детектированию. Результат показан на рис. 3. Видно, что уровень основного тона на выходе детектора существенно вырос и достигает уровня обертонов. Далее, если в спектре на рис. 3 убрать высокие частоты, что стандартно делается в результате детектирования входного сигнала в радиоприемнике, то основной тон станет превалирующим. Этому сильно поможет то, что спектр, который мы слышим, обладает логарифмическим масштабом по частоте и определяется в октавах. Назовем такой спектр октавным спектром, и он имеет существенные отличия от обычного Фурье-спектра.

В работе [4] спектр звука, формируемый фильтрами базилярной мембраны внутреннего уха [3], получен обоими способами: как обычный Фурье-спектр и как октавный спектр. В обычном спектре разрешение спектральных компонент по частоте определяется соотношением, которое не имеет зависимости от частоты:

$$\Delta f = \frac{1}{T}, \quad (1)$$

где T — заданное время интегрирования. В октавном спектре время интегрирования обратно пропорционально текущей частоте f :

$$T = \frac{r}{f}, \quad (2)$$

где r — величина, зависящая от качества слуха человека, и она всегда больше 12 [4]. Согласно (2), в октавном спектре разрешение по частоте определяется как

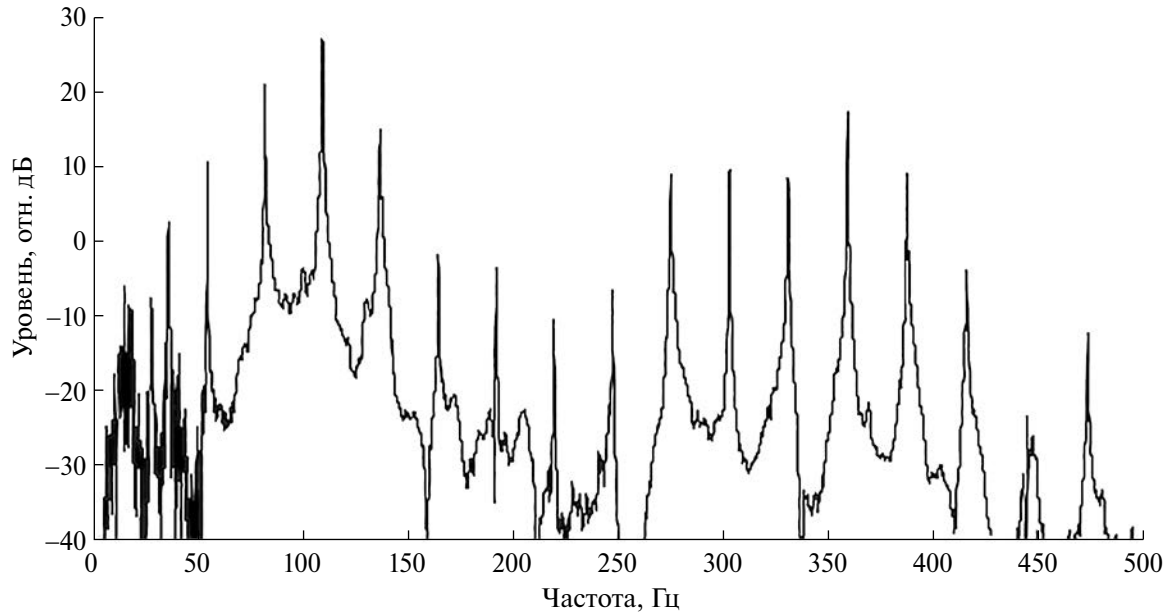


Рис. 1. Спектр звука фортепиано на примере ноты Ля субконтроктавы.

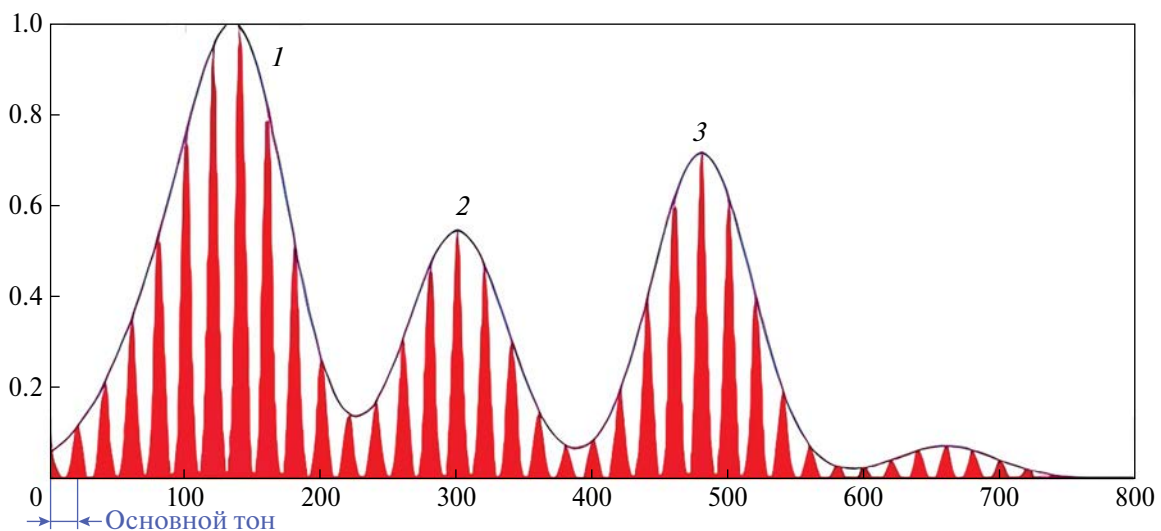


Рис. 2. Спектр речи (качественное изображение).

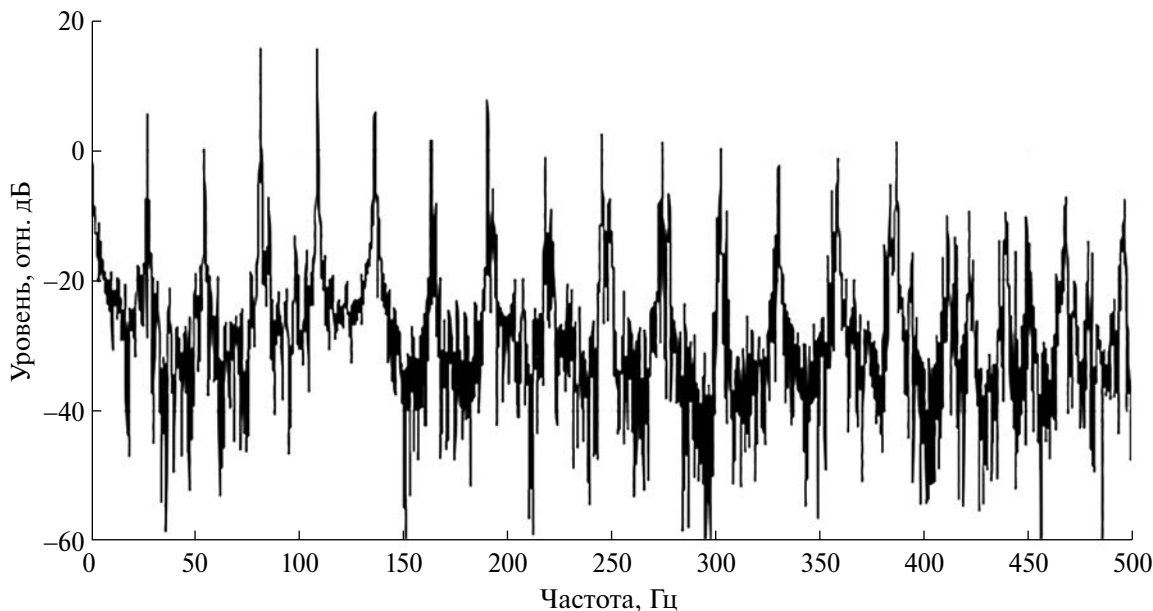


Рис. 3. Спектр звука басовой ноты (рис. 1) после линейного детектирования.

$$\Delta f = \frac{f}{r}, \quad (3)$$

Уровень составляющих в обоих спектрах определяется отношением частоты f к разрешению по частоте:

$$U = \frac{f}{\Delta f}, \quad (4)$$

Поскольку в обычном спектре разрешение по частоте не зависит от самой частоты, то уровень (4) спектральных составляющих в нем растет пропорционально частоте. Но в характерном для слухового восприятия октавном спектре ситуация совсем другая — уровень спектральных составляющих не растет с частотой и остается постоянным. В результате получается, что уровень спектральных составляющих октавного спектра для одного и того же входного сигнала убывает пропорционально частоте с декрементом 6 дБ на октаву.

Итак, основной тон в октавном спектре с учетом фильтрации детектирования и ослабления уровня высоких частот становится преобладающим звуком, несмотря на его слабый уровень в исходном (входном) сигнале. Остается уточнить, что именно осуществляет детектор внутреннего уха для того, чтобы обеспечить этот результат.

Проведем математическое моделирование нужных нам преобразований звукового сигнала на примере суперпозиции эквидистантных по частоте обертонов одного уровня с частотами 100, 120, 140, 160 Гц (рис. 4). Разностная частота

20 Гц играет здесь роль основного тона, которого изначально нет среди указанных сигналов. На рис. 4а показана временная форма исходного суммарного сигнала, где хорошо видна ожидаемая периодическая последовательность максимумов и минимумов (интерференционные биения), на рис. 4б — временная зависимость уровня сигнала (его огибающая). На рис. 4в показан спектр исходного сигнала, который содержит только заданные четыре компонента и более ничего (очевидно), на рис. 4г — спектр интерференционного сигнала после детектирования. На этом рисунке хорошо видно появление основного тона (20 Гц), при этом его уровень сопоставим с уровнем гармоник (обертонов).

Таким образом, физический механизм хорошей слышимости основного тона может быть основан на таком преобразовании сложного сигнала, исходно содержащего значительный набор интенсивных гармоник, в результате которого осуществляется детектирование зависимости уровня интерференции гармоник от времени. Важно подчеркнуть, что саму огибающую мы не слышим непосредственно, так как ее частота — частота основного тона в нашем модельном примере (см. рис. 4г) — много больше 7 Гц, которая есть предельная (сверху) частота слышимости биений близких звуковых частот [6].

Мы предполагаем, что такая операция выделения огибающей входного сигнала может быть осуществлена при прохождении звуковых волн через нелинейную среду внутреннего уха наподобие того, как работает параметрическая

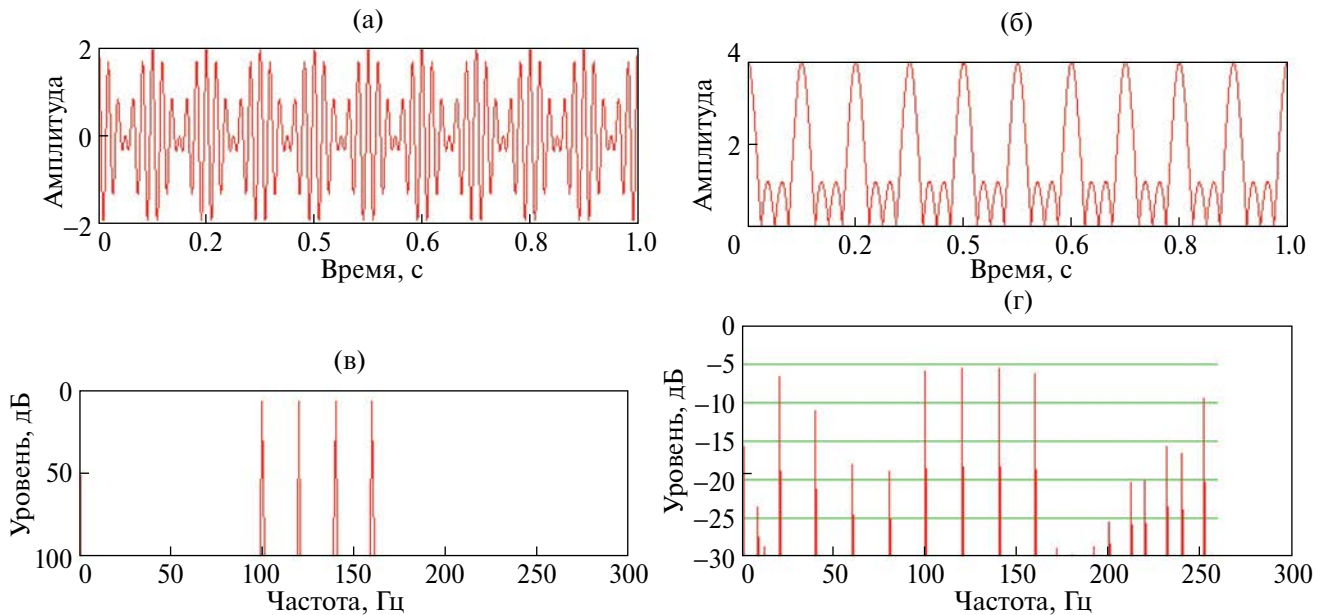


Рис. 4. Интерференция четырех эквидистантных гармоник на частотах 100, 120, 140, 160 Гц: (а) – суммарный сигнал и (б) – его огибающая, (в) – спектр суммарного сигнала, (г) – спектр огибающей.

антенна в гидроакустике [7, 8]. Излучаемые параметрической антенной два интенсивных высокочастотных сигнала соответствуют в нашей постановке двум обертонам, изначально отсутствующий сигнал разностной частоты – основному тону, который формируется (детектируется) в объеме среды распространения исходных сигналов. В составе слуха “кандидат” на такую нелинейную среду есть, и он представляется единственным – это жидкость внутреннего уха.

Данный “параметрический” механизм обсуждается здесь на уровне гипотезы, поскольку обоснование его требует отдельного исследования с учетом конкретных значений физических параметров аппарата внутреннего уха, что выходит за рамки данной работы. Можно только предполагать, что эти параметры способны обеспечить необходимый эффект детектирования. На это объективно указывает наш повседневный опыт – явная слышимость основного тона.

В заключение, также в качестве гипотезы, приведем возможное описание действия слухового детектора в том случае, когда входной звуковой сигнал не содержит обертонов, т.е. когда отсутствуют сложный сигнал интерференции обертонов и его низкочастотная огибающая. Тогда, как мы предполагаем, отсутствует и фильтрация низких частот после детектора: сигналы, не содержащие огибающей интерференции, после детектирования фильтрации не подвергаются. Поэтому во всех случаях отсутствия в звуковом сигнале обертонов мы слышим его истинный спектр.

ВЫВОДЫ

Подводя итог нашему рассмотрению, мы делаем вывод, что основной тон в спектре звучания музыкальных нот фортепиано или человеческого голоса образуется, становясь доминирующим, благодаря детектированию огибающей звукового сигнала и подавлению его высоких гармоник при формировании октавного спектра базиллярной мембраной. Детектором, выделяющим огибающую интерференции обертонов (в случае звуков фортепиано) или формант (в случае голосовых сигналов), может являться нелинейная среда жидкости улитки внутреннего уха, в которой распространяются звуковые волны, поступающие на вход ушной раковины.

Авторы благодарны профессору Л.А. Островскому за указание на аналогию с работой параметрической антенны и ту роль, которую играет жидкость внутреннего уха в качестве нелинейной среды, В.Н. Голубеву и И.Н. Диденкулову (ИПФ РАН) за помощь в работе и обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вологдин Э.И. Слух и восприятие звука. Санкт-Петербург, 2012.
2. Галембо А.С. Фортепиано. Качество звучания. М.: Легпромбытиздат, 1987. 168 с.
3. Алдошина И.А. Основы психоакустики // Звукорежиссер. 1999.

4. Зверев В.А. Влияние темпа исполнения на слышимость басовых нот // Акуст. журн. 2021. Т. 67. № 3. С. 338–343.
5. Кравчун П.Н. Рецензия на статью В.А. Зверева // Акуст. журн. 2021. Т. 67. № 3. С. 343–344.
6. Интерференция и биения в физике и в музыке // <https://www.audiomania.ru/content/art-4081.html>
7. Зверев В.А. Как зародилась идея параметрической антенны // Акуст. журн. 1999. Т. 45. № 5. С. 685–692.
8. Есипов И.Б., Зверев В.А., Калачев А.И., Наугольных К.А. О низкочастотном параметрическом излучении звука // Акуст. журн. 1976. Т. 22. № 4. С. 606–608.

On the Question About the Sound of Speech and Piano

V. A. Zverev¹, A. I. Malekhanov¹, *

¹*Federal Research Center “Institute of Applied Physics named after. A.V. Gaponov–Grekhov
Russian Academy of Sciences”,
st. Ulyanova 46, Nizhny Novgorod, 603950 Russia*

**e-mail: almal@ipfran.ru*

The issue of auditory perception of speech and piano sounds, which have a relatively weak fundamental tone level against the background of high harmonics (formants of the vocal cords and string overtones, respectively), is considered. It is shown that the audible spectrum of these sounds is the spectrum of the interference envelope of oscillations of the corresponding harmonics. This spectrum contains the fundamental tone as the dominant sound, which is clearly heard in speech and music, while the formants and overtones, initially dominant in the sound spectrum of speech and music, primarily affect the timbre of the fundamental tone. At the hypothesis level, it is indicated that the vibration interference envelope is isolated (detected) as a result of the propagation of sound waves in the nonlinear fluid medium of the cochlea of the inner ear.

Keywords: auditory perception, fundamental tone, overtones, formants, interference of tonal signals, envelope detection

ИНФОРМАЦИЯ

УДК 001.92;002.6;004.91

СИСТЕМА ЦИКЛО-ПРОЛОНГИРОВАННОГО ИНФОРМАЦИОННОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ В ОБЛАСТИ АКУСТИКИ

© 2024 г. А. Б. Горшков^а, В. Г. Шамаев^{б, *}

^аМосковский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
Государственный астрономический ин-т имени П.К. Штернберга, Москва, Россия

^бМосковский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический ф-т,
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991 Россия

*e-mail: shamaev08@gmail.com

Поступила в редакцию 09.10.2023 г.

После доработки 09.10.2023 г.

Принята к публикации 19.12.2023 г.

Информационное обслуживание акустики, которое обеспечивается порталом “Акустика. Русскоязычные источники”, состоит из трех частей — журнальной, сигнальной и поисковой. Важной частью портала, журнальной, служит полнотекстовый архив “Акустического журнала” за все годы его существования, начиная с 1955 г. Архив выложен в открытом доступе на сайте <http://www.akzh.ru> уже более 10 лет. Приводится актуальное состояние Архива по многим параметрам: структуре, статистическим данным по наполнению, авторам, пользователям и многое другое.

Ключевые слова: русскоязычные научные ресурсы, государственная наукометрическая система, импакт-фактор русскоязычных журналов, тематические информационные продукты, архив “Акустического журнала”

DOI: 10.31857/S0320791924020161, **EDN:** YMOQGB

ВВЕДЕНИЕ

Нельзя сказать, что информационное обеспечение по физике в ее русскоязычной области является достаточным. Есть сайты журналов, есть Научная электронная библиотека, есть банк данных ВИНИТИ, но по-прежнему отсутствует удовлетворение от работы с этими источниками. Сайты журналов в основной массе не приспособлены для поисковых запросов, поисковый аппарат Научной электронной библиотеки перегружен редко используемыми функциями и недружелюбен к пользователю, а банк данных ВИНИТИ кроме недостаточного наполнения еще и не имеет открытого доступа. Таким образом, в отличие от математики с ее порталом MathNet.Ru физика в своей русскоязычной части не имеет единой системы информационного обеспечения. Это и послужило причиной создания портала “Акустика”. «Информационная система “Акустика”. Русскоязычные источники» существует уже дюжину лет [1–2]. Ее история началась в 2012 г. с создания полнотекстового архива “Акустического журнала” [3]. Затем появилась “Сигнальная информация” по акустике, и ее целью была публикация текущих выпусков журналов, конференций, книг по акустической

тематике. Вслед за ней — информационно-поисковая система “Акустика”. Все три информационных продукта вошли в портал «Информационная система “Акустика”. Русскоязычные источники». Первый информационный продукт, Архив “Акустического журнала”, обновляется каждые два месяца по мере выхода следующего номера, т.е. развивается только вперед. Ретроспективная его часть на момент начала создания информационной системы сразу была полностью выложена на сайте архива “Акустического журнала” — <http://www.akzh.ru> и далее пополнялась текущими номерами. Вторая часть, “Сигнальная информация” — <http://akinfo.ru>, охватывающая всю доступную информацию по акустике на русском языке, обновляется также каждые два месяца. Все ее архивные номера тоже открыты и представлены на сайте. Третья часть, “Информационно-поисковая система” — <http://akdata.ru>, пополняется не только текущими документами акустической тематики, в том числе за счет появления новых источников, но и расширяется в ретроспективную часть за счет внесения в систему документов прошлых лет. Это как раз и обеспечивает пролонгированную составляющую портала, расширяет

его временную часть и область охвата источников информации. В основу всех трех информационных продуктов портала положен один рубрикатор, что делает их совместимыми. Все это часть работы в области акустики, во-первых, по созданию базы данных для поиска русскоязычных научных работ по акустике и смежным областям, на основе которой можно проводить анализ тенденций развития акустики и оценки качества проводимых исследований. Во-вторых, по реализации концепции открытого доступа к русскоязычным ресурсам. А в-третьих, по реализации плана сделать “видимыми” работы российских ученых-акустиков, в первую очередь, для русскоязычной научной общности. Побочным, но важным аспектом такой информационной системы является противодействие проведению дублирующих (повторных) исследований и выявление заимствований путем доступа к максимальному числу документов, а также, не в последнюю очередь, сохранение русскоязычного научного наследия и приоритета.

ЗНАЧЕНИЕ АРХИВА “АКУСТИЧЕСКОГО ЖУРНАЛА” ДЛЯ АКУСТИКИ

Проект перевода архива “Акустического журнала” в электронный вид и размещения его в открытом доступе в Интернете начал реализовываться в январе 2012 г., а в июне того же года по адресу <http://www.akzh.ru> был выложен весь архив журнала. На конец 2023 г. уже вышло 378 выпусков с одним приложением, и все они представлены сейчас на сайте Архива “Акустического журнала” (рис. 1).

История создания Архива “Акустического журнала” описана нами в [3, 4]. Это один из старейших научных журналов РАН, вошедший в свое 70-летие со дня выхода первого номера в 1955 г. Приведем фрагмент заметки от редакции, предпосланной к первому номеру. “Основной задачей журнала является систематическое освещение результатов исследований в области теоретической и экспериментальной акустики, вопросов совершенствования и производства измерительной акустической аппаратуры, повышения качества акустической аппаратуры, повышения качества звукопередающих и звуковоспроизводящих систем, улучшения акустических свойств общественных и жилых зданий, борьбы с шумами и вибрациями, а также вопросов развития практических и научных применений ультразвука. Помимо оригинальных работ в журнале будут публиковаться обзоры по основным проблемам научной и прикладной акустики, а также письма в редакцию, рецензии на вновь выходящие книги, хроника акустической жизни в СССР и за рубежом”.

“Акустический журнал” является единственным журналом в русскоязычном мире, где печатаются статьи по всей акустической тематике — как

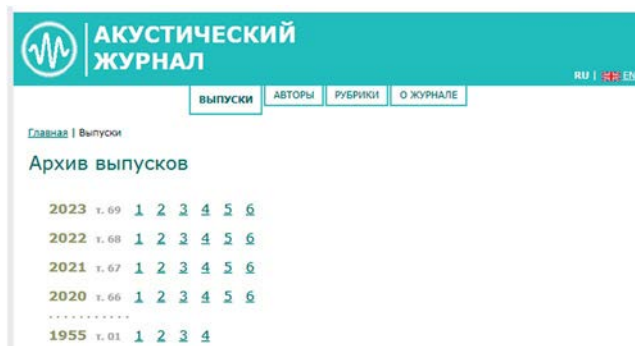


Рис. 1. Сайт архива “Акустического журнала”.



Рис. 2. Количество, по годам, опубликованных в “Акустическом журнале” статей.

в области теоретической, так и прикладной науки и техники. Журнал сразу же стал настольным для всех учреждений и специалистов акустического профиля, стартовав с тиража в 1800 экземпляров. Приведем на рис. 2 наполнение “Акустического журнала” по годам выпуска.

Хроникальные и статистические сведения на конец 2023 г.

Годы выхода — с 1955 г. по настоящее время.

Количество выпусков: 1955–1972 гг. — по 4 выпуска в год (72 шт.), 1973–2023 гг. — по 6 выпусков в год (306 шт.). Всего на конец 2023 г. — 378 выпусков и одно приложение (2005, Приложение). Выпуски 4 и 5 за 2009 г. объединены в один номер (№ 4–5).

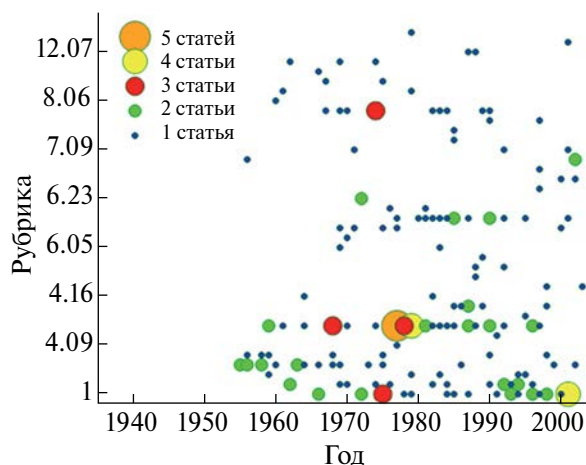
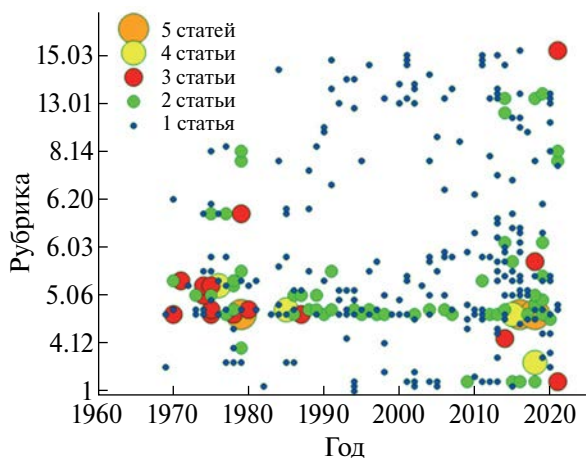
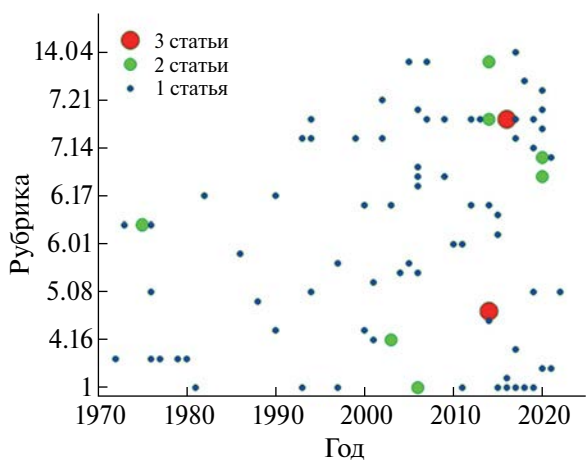
Обновленная на конец 2023 г. информация показывает, что за период 1955–2023 гг. опубликовано 9638 статей и сообщений, что по одной статье написали 3659 (59.6%) авторов, по две — 950 (15.5%), по три — 420 (6.8%). Наиболее продуктивные авторы приведены в табл. 1. Всего авторов: 6141 (все данные с начала выпуска “Акустического журнала” по состоянию на 2023 г.). Сравните это со сведениями, приведенными в [2].

Всего за время существования журнала сменилось 6 главных редакторов:

- 1) 1955–1962 г., вып. 1 — Н.Н. Андреев.
- 2) 1962 г., вып. 2–1987 г. — В.С. Григорьев.

Таблица 1. Наиболее часто печатавшиеся авторы журнала (1955–2023 гг.)

№ п/п	Авторы	Оригинальная статья/ Информационные материалы
1	Руденко О.В.	130/4
2	Лапин А.Д.	115/0
3	Лямшев Л.М.	112/42
4	Тартаковский Б.Д.	93/14
5	Рыбак С.А.	82/3
6	Зверев В.А.	83/1
7	Тютюкин В.В.	79/2
8	Петухов Ю.В.	80/0
9	Лысанов Ю.П.	65/8
10	Михайлов И.Г.	68/5
11	Наугольных К.А.	63/4
12	Буров В.А.	65/0
13	Назаров В.Е.	65/0
14	Петников В.Г.	59/0
15	Кузькин В.М.	54/0
16	Миронов М.А.	54/0
17	Сапожников О.А.	51/1
18	Сутин А.М.	52/0
19	Бобровницкий Ю.И.	47/2
20	Капустина О.А.	48/1
21	Хилько А.И.	49/0
22	Карабутов А.А.	48/0
23	Кузнецов Г.Н.	48/0
24	Викторов И.А.	45/0
25	Гурбатов С.Н.	43/0
26	Гаврилов Л.Р.	42/0
27	Хохлова В.А.	42/0
28	Каневский И.Н.	41/0
29	Заболотская Е.А.	40/0
30	Копьев В.Ф.	40/0
31	Хабибуллаев П.К.	40/0
32	Шендеров Е.Л.	39/2
33	Кравцов Ю.А.	39/0
34	Галкин О.П.	38/0
35	Елисеев В.А.	38/0
36	Вадов Р.А.	37/0
37	Вировлянский А.Л.	37/0
38	Вовк И.В.	37/0
39	Островский Л.А.	36/0
40	Румянцева О.Д.	36/0
41	Шевяхов Н.С.	36/0
42	Голямина И.П.	35/0
43	Никифоров А.С.	35/0
44	Рутенко А.Н.	35/0
45	Урусовский И.А.	35/0
46	Воловов В.И.	34/0
47	Есипов И.Б.	34/0

**Рис. 3.** Поле интересов в области акустики Л.М. Лямшева. (Размеры и цвет кружков соответствуют количеству статей).**Рис. 4.** Поле интересов в области акустики О.В. Руденко.**Рис. 5.** Поле интересов в области акустики И.Б. Есипова.

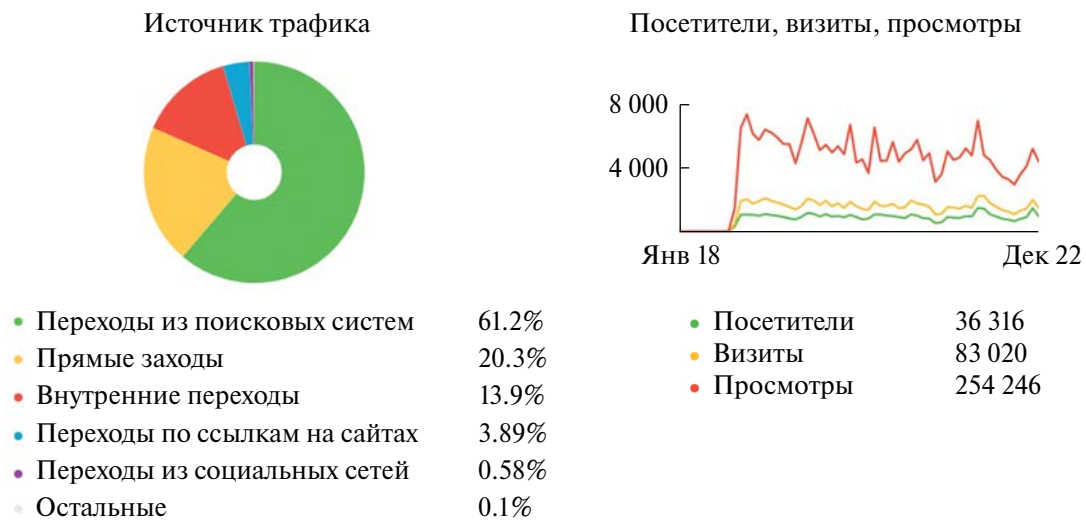


Рис. 6. Источник трафика и количество визитов на сайт “Акустического журнала” за 5 лет.

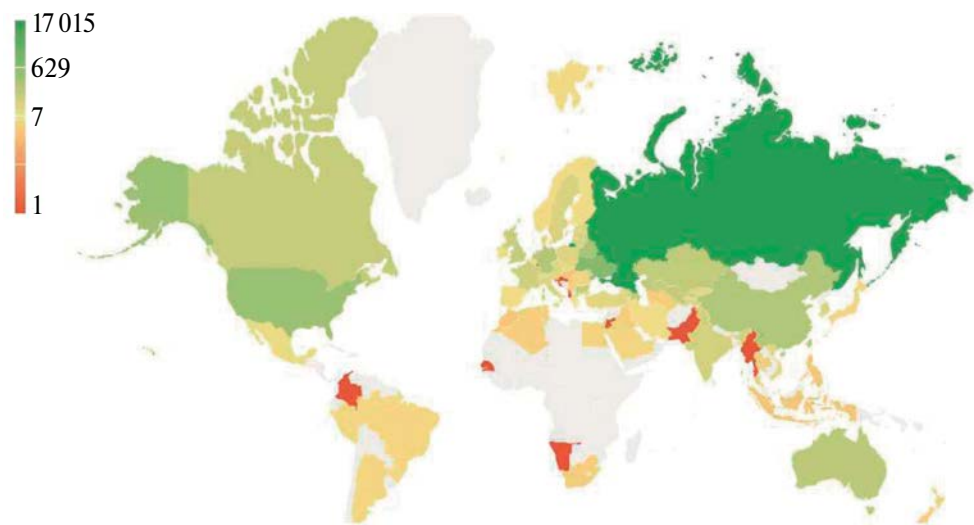


Рис. 7. Активность по посещению сайта “Акустического журнала” в 2021 г. по странам.

- 3) 1988–2002 г., № 5 – Л.М. Лямшев.
- 4) 2002 г., № 6–2003 г., № 2 – и.о. гл. редактора Ф.В. Бункин.
- 5) 2003 г., № 3–2021 г., № 4 – О.В. Руденко.
- 6) 2021 г., № 5 – по настоящее время – И.Б. Есипов.

В работах [2, 5] мы приводили для двух главных редакторов журнала – Л.М. Лямшева и О.В. Руденко – диаграммы по областям в акустике (полям интересов), в которых они работали, на момент написания указанных публикаций. Здесь же приведем (рис. 3–5) обновленные данные по О.В. Руденко (данные по Л.М. Лямшеву взяты из предыдущей публикации), а также нынешнему главному

редактору И.Б. Есипову. Отметим то, что видно по рисункам – каждый из них активно работает (или работал) в области всей акустики.

В работах [2, 5] мы приводили таблицу с фамилиями и количеством работ наиболее часто печатавшихся авторов журнала. За прошедшие с тех пор шесть лет список слегка изменился, и в табл. 1 мы приводим его актуализированный вариант.

Весь архив журнала, его рубрикатор, статьи каждого номера, их распределение по рубрикам, равно как и авторский указатель, вместе с другой полезной информацией можно посмотреть на сайте журнала.

По архиву “Акустического журнала” можно проводить различные работы по анализу развития



Рис. 8. Количество визитов на сайт архива «Акустического журнала» за 5 лет по административным округам РФ.

как теоретической, так и практической частей множества тематик акустической области. Во многом этому направлению информационной работы помогает рубрикатор и индексация каждой статьи перекрестными ссылками. Рубрикационная навигация также способствует прогнозированию развития как отдельных тематик, так и акустики в целом. Наукометрические исследования дают сведения по «времени жизни» статей, а также снабжают информацией о пользователях сайта архива, их предпочтениях, что видно по анализу посещаемых страниц, географии посещений и т.д. [6].

Приведем конкретную информацию. На рис. 6 показаны источники трафика и количество визитов на сайт «Акустического журнала» за 5 лет. Интересно, что более 60% попадания на сайт происходит из поисковых систем и лишь 18% прямым заходом на сайт. Есть над чем задуматься, почему так. Не хватает информации о сайте среди пользователей? И почему, если они попали на сайт, то в будущем не заходят на него повторно.

Приведем краткую информацию по географии посещения сайта «Акустического журнала» по странам мира (рис. 7) и административным территориям РФ (рис. 8) в 2021 г., а также по административным округам РФ за 5 лет (рис. 9). Мы видим, что знают о нашем сайте практически во всем мире, и из населенных континентов мало посещений только из Африки, а из близких нам стран акустикой не занимаются, пожалуй, только в Монголии. Удивительно, что совсем нет посещений из Чили. Кроме Российской Федерации, много посещений из США, Белоруссии, Украины, Австралии, Германии, Канады и Китая. Значительное число посещений из Азербайджана, Болгарии, Великобритании, Израиля, Казахстана,

Франции. Интересно, что только 4 страны из бывшего СССР продолжают активно заниматься акустикой и читать основной русскоязычный журнал по акустике.

Основные посетители нашего сайта по России из Москвы, Санкт-Петербурга, Нижнего Новгорода и Приморского края, где находятся крупные акустические школы и расположены крупные акустические организации (вузы, институты, предприятия).

Для интересующихся приведем типы устройств, с которых происходят заходы на сайт «Акустического журнала» (рис. 10). Преобладающим, конечно, является персональный компьютер – 78.3%, затем примерно поровну смартфоны – 11.8% и планшеты – 9.9%.

Для полноты сведений сообщим и возрастной состав посетителей сайта. Выделяется только возрастная группа старше 55 лет – 31.5%, моложе



Рис. 9. Активность по посещению сайта «Акустического журнала» в 2021 г. по субъектам Российской Федерации.

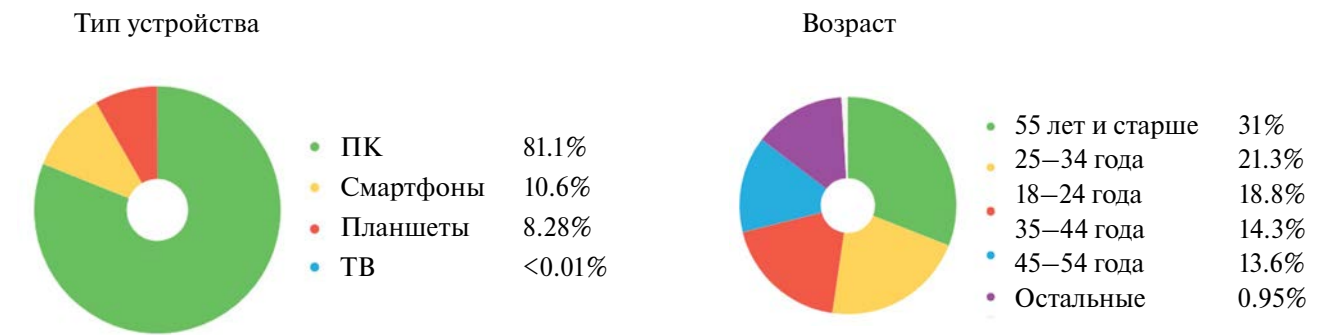


Рис. 10. Тип устройства и возрастной состав пользователей.

Таблица 2. Показатели публикационной активности “Акустического журнала” по годам

Название показателя	2012	2013	2014	2015	2016	2017	2018	2019	2020	2021
Процентиль журнала в рейтинге SCIENCE INDEX	3	2	1	1	1	1	1	1	1	1
Двухлетний импакт-фактор РИНЦ	0.553	0.807	1.206	1.121	1.000	1.448	1.229	1.301	1.129	1.235
Двухлетний импакт-фактор РИНЦ с учетом цитирования из всех источников	0.732	1.077	1.480	1.500	1.417	1.907	1.904	2.096	1.632	1.582

в десятилетних промежутках распределение примерно одинаково.

Приведем некоторые данные по “Акустическому журналу”, взятые нами из анализа его публикационной активности на 07.03.2023 г. на сайте Научной электронной библиотеки. Журнал занимает пятое место в рейтинге SCIENCE INDEX за 2021 г. по тематике “Физика”. Публикационное качество авторов журнала, выражающееся в его импакт-факторе, показано в табл. 2.

Заметим, что начавшийся с 2013 г. рост импакт-фактора журнала нами связывается не только с качеством его наполнения, но и появлением цифрового полнотекстового Архива в Интернете в 2012 г. Открытый доступ к журналу дает возможность легко искать и просматривать его статьи, а также ссылаться на них.

В работах [5, 7–10] привлекается внимание к необходимости создания полноценной отечественной системы информационного обеспечения. Статьи писались до 2022 г., и лишь в одной из них говорится о возможности отключения нас от мировых информационных ресурсов. Казалось, это невероятно, ведь “наука не имеет границ”. Оказалось, имеет. Материалы Web of Science и Scopus для нас сейчас закрыты, и необходимость информационного обеспечения снова на пороге,

как и в 1952 г., когда был создан ВИНТИ и его “Реферативный журнал”. Об этом уже начали говорить и информационные работники [11]. Хотя и с большим опозданием, но они пишут о необходимости обращения к опыту создания Государственной системы научной и технической информации (ГСНТИ) СССР. Как нам кажется, начать реализацию следует с основных задач ВИНТИ, сформулированных его директором Ю.Н. Щуко в ее работе [12]:

- 1) Обеспечение полного покрытия русскоязычных документов.
- 2) Создание национального индекса цитирования и импакт-факторов русскоязычных журналов.
- 3) Формирование тематических и проблемно-ориентированных информационных продуктов.
- 4) Разработка единой технологии полнотекстовой оцифровки научных журналов.

Что касается акустики, то за время с 2012 г. мы создали информационную базу данных, которая включает кроме “Акустического журнала” и сотни других русскоязычных журналов, в которых встречаются статьи по акустике. Среди них около 20 журналов, где акустические статьи публикуются в преобладающем количестве. Тем самым обеспечивается сохранение нашего русскоязычного

наследия и дается хороший инструмент для исследований в области акустики и прогнозирования ее развития.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, создан информационный ресурс в Интернете: Портал “Акустика. Русскоязычные источники”. Он состоит из полнотекстового архива “Акустического журнала”, “Сигнальной информации” по акустике и Информационно-поисковой системы “Акустика”. Тем самым разработана система цикла-продолженного информационного обеспечения в области акустики. Две ее составляющие – “Акустический журнал” и “Сигнальная информация” – обновляются каждые два месяца, а наполнение Информационно-поисковой системы постоянно расширяется как в текущую, так и в ретроспективную области. Работа была инициирована академиком О.В. Руденко и начата авторами с создания архива “Акустического журнала” – сначала как сотрудниками ВИНТИ, а затем на кафедре акустики физического факультета МГУ. На текущем этапе проект сосредоточен на русскоязычных публикациях, что обусловлено огромным разнообразием источников, малыми их тиражами и необходимостью знакомства с ними широкого круга исследователей по акустике и смежным дисциплинам.

Значимость подобных Архиву “Акустического журнала” проектов, на наш взгляд, не подлежит сомнению [13]. Электронный вид информации с продуманной системой ее хранения, распространения и поиска решает задачи не только сохранности, но и доступности информации, что повышает ее используемость и значимость [14, 15]. К тому же мы вводим в оборот наше малодоступное печатное наследие и, тем самым, решаем проблему сохранения информации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шамаев В.Г., Горшков А.Б. Проблемы информационного обеспечения научных исследований // Успехи физ. наук. 2015. Т. 185. № 11. С. 1235–1240.
2. Шамаев В.Г., Горшков А.Б., Якименко В.И. Полнотекстовый архив “Акустического журнала” в Интернете (<http://www.akzh.ru>). Опыт первых пяти лет // Акуст. журн. 2017. Т. 63. № 5. С. 573–580.
3. Шамаев В.Г., Горшков А.Б., Жаров А.В. Архив “Акустического журнала” в Интернете (www.akzh.ru) // Акуст. журн. 2013. Т. 59. № 2. С. 283–288.
4. Шамаев В.Г., Горшков А.Б. Система информационного обеспечения и поддержки научных исследований в области физико-математических наук. Итоги науки и техники. Серия Физические и математические модели нейронных сетей. М.: ВИНТИ. 2017. № 8. 272 с. ISBN 978-5-9002-4251-4
5. Шамаев В.Г. Акустические аналогии, математическое моделирование и наукометрические исследования документального потока. 2-е изд., испр. и доп. М.: Астр-космосинформ, 2022. 240 с. ISBN 978-5-9002-4254-5
6. Шамаев В.Г., Горшков А.Б., Гущина Л.Г., Якименко В.И. Анализ информационно-поисковых систем по физике: проблема поиска в Интернете на примере акустики // Ученые записки физического факультета Московского Университета. 2017. № 4. С. 1740801-1–1740801-9.
7. Аксентьева М.С., Кириллова О.В., Москалева О.В. К вопросу цитирования в Web of Science и Scopus статей из российских журналов, имеющих переводные версии // Научная периодика: проблемы и решения. 2013. Т. 3. № 4. С. 4–19.
8. Гиляревский Р.С., Мельникова Е.В. О разработке концепции государственной наукометрической системы и методики ее функционирования // НТИ. Сер. 1. 2018. № 9. С. 7–12.
9. Гиляревский Р.С. О некорректности использования индексов цитирования для вычислений по сопоставлению разделов наук // Научно-техническая информация. Сер. 2. 2022. № 2. С. 21–24.
10. Стерлигов И.А. Иностранная публикации в российских научных журналах за 2000–2021 годы: основные характеристики // Научно-техническая информация. Сер. 1. 2023. № 1. С. 11–31.
11. Цветкова В.А., Гиляревский Р.С., Родионов И.И. Шанс для восстановления информационно-сервисной инфраструктуры России // Научно-техническая информация. Сер. 1. 2023. № 2. С. 14–19.
12. Шуко Ю.Н. Некоторые аспекты развития Всероссийского института научной и технической информации // НТИ. Сер. 1. 2018. № 9. С. 1–6.
13. Шамаев В.Г. Концепция и реализация интегральной информационной системы по русскоязычной акустике // Акуст. журн. 2018. 64. № 6. С. 783–788.
14. Климов Ю.Н. Старение научно-технической информации: обзор // Межотраслевая информационная служба. 2009. № 2. С. 44–57.
15. Климов Ю.Н. Количественно-информационное исследование электронных журналов и изданий на основе отечественных и зарубежных баз данных по информатике // Межотраслевая информационная служба. 2010. № 3. С. 84–98.

System of Cyclo-Long Time Information Support in the Field of Acoustics

A. B. Gorshkov¹, V. G. Shamaev², *

¹*Moscow State University M.V. Lomonosov,
Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia*

²*Moscow State University M.V. Lomonosov, Faculty of Physics,
Leninskie Gory, GSP-1, Moscow, 119991 Russia*

**e-mail: shamaev08@gmail.com*

Information services for acoustics, which are provided by the portal “Acoustics. Russian-language sources”, consists of three parts – magazine, signal and search. An important part of the portal, the magazine part, is the full-text archive of the “Akusticheskiy zhurnal” for all the years of its existence, starting from 1955. The archive has been posted in the public domain on the website <http://www.akzh.ru> for more than 10 years. The current state of the Archive is given in many respects: structure, statistics on content, authors, users and much more.

Keywords: Russian-language scientific resources, state scientometric system, impact factor of Russian-language journals, thematic information products, archive of the “Akusticheskiy zhurnal”

ИНФОРМАЦИЯ

ПАМЯТИ ВИТАЛИЯ АНАТОЛЬЕВИЧА ЗВЕРЕВА (03.11.1924–06.03.2024)



Акустическое сообщество страны понесло тяжелую утрату: 6 марта 2024 г. ушел из жизни выдающийся ученый, член-корреспондент РАН Виталий Анатольевич Зверев.

В.А. Зверев – автор более 200 публикаций, в числе которых пять монографий и 30 изобретений. Более 80 своих статей он опубликовал на страницах “Акустического журнала”, став одним из наиболее продуктивных его авторов. Многие его работы стали классикой современной акустики и ее приложений.

В.А. Зверев родился 3 ноября 1924 г. в Нижнем Новгороде, с которым оказалась связанной вся его жизнь. Юность Виталия Анатольевича пришлось на годы Великой Отечественной войны, на фронтах которой он служил в войсках ПВО. Эта военная специальность во многом определила его выбор дальнейшей профессии. В 1945 г. он поступил в Горьковский государственный университет (ГГУ) им. Н.И. Лобачевского на только что образованный радиофизический факультет – первый факультет такого профиля в стране. После окончания университета В.А. Зверев поступил в аспирантуру к профессору Г.С. Горелику, одному из основателей факультета и новой области физики – радиофизики.

Первое свое научное исследование Виталий Анатольевич выполнил, реализуя идеи М.А. Исаковича о дисперсионных свойствах акустических волн в эмульсиях. Для этого он исследовал особенности распространения модулированных звуковых волн в диспергирующей среде и установил, что распространение таких волн может быть описано

с помощью только одного физического параметра – фазового инварианта. Это исследование составило содержание кандидатской диссертации В.А. Зверева, защищенной в 1953 г., и первых его статей в “Докладах АН СССР” и “Акустическом журнале”.

Последующая научная деятельность Виталия Анатольевича развивалась в направлении, связанном с проблемой формирования изображений волновыми полями в неоднородных средах. Этой общей проблеме посвящены четыре монографии, написанные им позднее: “Оптические анализаторы” (в соавторстве с Е.Ф. Орловым, 1971 г.), “Радиооптика” (1975 г.), “Физические основы формирования изображений волновыми полями” (1998 г.), “Выделение сигналов из помех численными методами” (в соавторстве с А.А. Стромковым, 2001 г.). Особенно широкую известность получила “Радиооптика” – первая в мировой литературе монография, в которой с единых позиций изложены основные закономерности формирования изображений (видения) в радиодиапазоне, оптике и акустике.

В.А. Зверев часто оказывался пионером в выбранном направлении исследований. Еще в конце 1950-х гг. им были предложены и реализованы на практике оптические методы спектрального и корреляционного анализа сигналов. Затем, в начале 1960-х гг., им были предложены и экспериментально осуществлены параметрический прием и излучение звука. Эти работы первое время были “закрытыми”, но с них, фактически, началось быстрое развитие нелинейной акустики в нашей стране как принципиально нового раздела акустики. Работы В.А. Зверева и авторского коллектива в области нелинейной акустики и ее приложений были отмечены позднее Государственной премией СССР (1985 г.).

С 1956 по 1962 гг. В.А. Зверев заведовал кафедрой общей физики радиофизического факультета ГГУ, в 1962–1977 гг. возглавлял крупный отдел в Научно-исследовательском радиофизическом институте (НИРФИ). В 1964 г. он защитил докторскую диссертацию, включившую результаты исследований по модулированным звуковым волнам, оптической обработке информации, нелинейной акустике и ряду специальных приложений в области гидроакустики. Все эти и последующие годы В.А. Зверев не оставлял преподавание на радиофизическом факультете ГГУ, читая для студентов общие и специальные курсы по акустике и статистической радиофизике. Многие его ученики и аспиранты со временем стали ведущими специалистами в этих областях. За большие заслуги перед Нижегородским университетом В.А. Звереву было присвоено почетное звание заслуженного профессора ННГУ.

В 1977 г. В.А. Зверев с большой группой своих сотрудников перешел на работу во вновь образованный Институт прикладной физики (ИПФ) АН СССР, где многие годы возглавлял отдел физической акустики (1977–2004 гг.) и являлся заместителем директора по научной работе (1977–1991 гг.). В ИПФ начался новый этап исследований В.А. Зверева в различных направлениях акустики, преимущественно, в области низкочастотной гидроакустики. Им был выполнен обширный цикл работ прикладного характера, направленных на решение проблемы акустического видения подводных объектов. В.А. Зверевым был разработан метод акустического темного поля, позволяющий выделять слабые рассеянные сигналы на фоне мощного прямого излучения, что составляет основу бистатической гидролокации на просвет. В поставленных под его руководством натурных экспериментах были детально изучены особенности применения этого метода в различных условиях. Позднее, в 2000-е гг. В.А. Зверев активно занимался вопросами акустического видения объектов в подводных каналах мелкого моря с помощью методов модовой селекции звукового поля, обращения волнового фронта и обращения времени.

В 1979 г. В.А. Зверев был избран членом-корреспондентом АН СССР. В 1970–1980-е гг. он активно работал в составе Научного совета при Президиуме АН СССР (затем РАН) по проблеме “Гидрофизика”, возглавлял в нем одну из секций. Его научные заслуги перед страной высоко отмечены Орденом Трудового Красного знамени и многими медалями.

В.А. Зверев – один из наиболее ярких представителей всемирно известной нижегородской школы радиофизики. Им был сделан пионерский вклад в такие научные направления как радиооптика, оптическая обработка информации, нелинейная акустика, низкочастотная гидроакустика, виброакустика, акустическая диагностика неоднородных сред и механических конструкций. Для научного стиля В.А. Зверева всегда были характерны изобретательность, умение предложить новаторский подход к решению актуальной проблемы, стремление довести научную разработку до практического применения. На основе его идей и авторских изобретений были созданы оригинальные приборы спектрально-корреляционного анализа сигналов, некоторые из них были внедрены в промышленность и нашли применение в спектроскопии, неразрушающем контроле сложных механических узлов (например, в диагностике автомобильных коробок передач на Горьковском автомобильном заводе). На основе результатов по апертурному синтезу приемных акустических антенн В.А. Зверевым была разработана модель слухового восприятия и найдены способы повышения качества звуковоспроизведения и его объективного контроля. Эти разработки также были внедрены при серийном выпуске высококачественной аудиоаппаратуры. Широко известность в свое время получила работа группы В.А. Зверева по восстановлению аудиозаписей речей В.И. Ленина. Продуктивными оказались также

разработки в области медицинской акустики. В частности, в соавторстве с медиками В.А. Зверевым был предложен новый диагностический метод в кардиологии – спектральная баллистокардиография, нашедший применение в космической медицине.

На протяжении многих лет В.А. Зверев входил в состав редколлегии “Акустического журнала”, затем – в состав редакционного совета журнала. Его сотрудничество с журналом как автора охватило период почти в 70 лет – первая его публикация вышла 1955 г., а в этом номере мы публикуем последнюю работу Виталия Анатольевича.

Совсем немного Виталий Анатольевич не дожил до своего столетия. Практически до последних дней своей насыщенной творческой жизни Виталий Анатольевич не оставлял научных изысканий, ставил новые задачи, моделировал на домашнем компьютере методы их решения, активно обсуждал результаты, писал научные статьи, а также рассказы и заметки о своей жизни и встречах со многими интересными людьми. Не будет преувеличением сказать, что вся его жизнь – выдающийся и во многом уникальный пример не просто долголетия, но творческой активности и искренней любознательности, открытости и стремления к новому. Он всегда был полон идей, своей увлеченностью новыми и зачастую неожиданными по постановке задачами буквально заражал своих учеников и ближайших коллег.

Многолетним увлечением Виталия Анатольевича была игра на рояле. С большим трудом и настойчивостью, будучи уже взрослым человеком, он освоил эту непростую “науку”, чтобы играть произведения своих любимых композиторов – Рахманинова, Бетховена, Шопена, Шуберта, Листа. Традиционное отмечание его дней рождения в кругу коллег не обходилось не только без научного доклада, но и без исполнения им музыкальных произведений. Глядя на такое неиссякаемое жизнелюбие и творческую увлеченность, коллеги и друзья Виталия Анатольевича отмечали, что ему удалось решить задачу “обращения времени” не только в акустике, но и в своей жизни.

Вспоминая славный жизненный путь Виталия Анатольевича, нельзя не сказать о его замечательной семье. Со своей супругой они прожили вместе более 70 лет в счастливом браке. Нелли Матвеевна Зверева тоже была незаурядным и творчески одаренным человеком, известным в городе преподавателем физики, профессором педагогики. Внутренняя сила притяжения и порождаемое ею стремление к жизни поддерживали и буквально спасали Виталия Анатольевича и Нелли Матвеевну в трудные периоды серьезных заболеваний. Синергетический эффект семьи Зверевых ярко проявился в их детях, многих внуках и правнуках, успешно нашедших себя в самых разных сферах деятельности.

Светлая и благодарная память о Виталии Анатольевиче Звереве как замечательном ученом и человеке всегда будет жить в сердцах его многочисленных учеников и коллег.

Редколлегия журнала