

АКУСТИКА НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД

Акустические топологические состояния, управляемые гибридными резонансами мета-атомов	
<i>Д.А. Бобылев, М.А. Горлач</i>	3
Корреляционное исследование собственных анизотропных шумов водоема с использованием перекрестных трасс	
<i>К.В. Дмитриев</i>	6
Структура радиационных сил в вязком жидком слое на упругом полупространстве и создаваемых ими акустических течений	
<i>В.А. Гусев, Д.А. Жарков</i>	9
Мониторинг пузырькового потока при помощи пассивного акустического метода	
<i>А.А. Будников, И.Н. Иванова, Т.В. Малахова, Н.А. Гришанина, И.Д. Демин</i>	13
Комплексирование методов оценки скорости упругих волн в образцах горных пород	
<i>П.А. Казначеев, В.В. Кох, Д.В. Краюшкин, З.-Ю.Я. Майбук, А.В. Пономарев</i>	17
Создание фазовых масок для получения желаемой пространственной структуры акустического поля, излучаемого одноэлементным пьезоэлектрическим источником	
<i>Д.А. Николаев, С.А. Петросян, С.А. Цысарь, П.Б. Росницкий, О.А. Сапожников</i>	19
Модификация метода микросейсмического зондирования с использованием частотно-зависимого интервала расчёта	
<i>А.С. Нумалов, Р.А. Жостков, Д.А. Преснов</i>	23
Численное и экспериментальное исследование метода тройной корреляции в задачах акустической локации	
<i>А.И. Корольков, А.А. Павловский, А.С. Шуруп</i>	25
Акустическая интерферометрия в присутствии интенсивных внутренних волн	
<i>В.М. Кузькин, С.А. Переселков, Е.С. Казначеева</i>	29
Акустическая визуализация повреждений структуры углепластиков при механической обработке	
<i>Ю.С. Петронюк, Т.Б. Рыжова, В.М. Левин</i>	33

Звуковидение объектов в жидкости с помощью матрицы из акустических волноводов	
<i>С.А. Петросян, Д.А. Николаев, С.А. Цысарь, О.А. Сапожников, В.Д. Свет</i>	36
Оценка коэффициента усиления вертикальной антенны в случайно-неоднородном подводном звуковом канале: влияние положения элементов антенны в канале	
<i>А.И. Малеханов, А.В. Смирнов</i>	39
Исследование нарушений периодичности структуры углепластиковых композиционных материалов лазерно-ультразвуковым методом	
<i>Ю.Г. Соколовская, Н.Б. Подымова, А.А. Карабутов</i>	43
Влияние эффекта рефракции на величину фазовой задержки при фокусировке ультразвука через кости черепа	
<i>О.В. Солонцов, П.Б. Росницкий, В.А. Хохлова</i>	46
Особенности возбуждения акустического сигнала разностной частоты параметрической антенной в морском волноводе	
<i>А.В. Тюрина, П.В. Юлдашев, Ф.А. Нартов, И.Б. Есипов, В.А. Хохлова</i>	48
Спектральный анализ данных параллельного сейсмического метода обследования подземных конструкций	
<i>Д.В. Шмурак, А.А. Чуркин, И.Н. Лозовский, Р.А. Жостков</i>	50
Коррекция измеряемых данных при неидеальных положениях излучателей и приемников	
<i>Д.И. Зотов, О.Д. Румянцева, К.Б. Аль-Сархани</i>	53
Особенности регистрации термоакустического излучения в схемах без фокусировки и с использованием фокусирующих зеркал	
<i>К.В. Дмитриев, С.А. Юрченко</i>	57

Акустические топологические состояния, управляемые гибридными резонансами мета-атомов

Д.А. Бобылев, М.А. Горлач
Физический факультет, Университет ИТМО
daniil.bobylev@metalab.ifmo.ru

Открытие топологических фаз материи ознаменовало новую веху в развитии электронных [1], фотонных [2], акустических [3] и механических [4] устройств, обеспечивающих бесперебойную передачу энергии без рассеяния на дефектах и ее локализацию на стабильной частоте за счет использования топологических краевых состояний. Данные состояния существуют на границе раздела двух структур с различной топологией зон и имеют частоту, лежащую в запрещенной зоне, что обеспечивает их защищенность.

Параллельное изучение топологических состояний в различных областях волновой физики позволяет использовать аналоги тех или иных физических явлений для создания всё более совершенных топологических изоляторов. Так, в акустике удалось создать как топологические фазы за счет нарушения симметрии к обращению времени [5], так и различные системы с симметрично-защищенными топологическими состояниями [6].

Здесь мы предлагаем использовать концепцию, аналогичную недавно предложенной нами в фотонике для реализации топологических состояний за счет чередования бианизотропии резонансных частиц [7]. Аналогом бианизотропии в акустике является Уиллис-взаимодействие, которое гибридуирует монополюсный и дипольный моменты акустического мета-атома:

$$\begin{pmatrix} M \\ D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha^{pp} & \hat{\alpha}^{pv} \\ \hat{\alpha}^{vp} & \hat{\alpha}^{vv} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p \\ v \end{pmatrix}.$$

Здесь M и D – монополюсный и дипольный моменты, пропорциональные соответствующим коэффициентам в разложении рассеянного акустического поля по скалярным сферическим гармоникам, α^{pp} – монополюсная поляризуемость, $\hat{\alpha}^{vv}$ – тензор дипольной поляризуемости, p , v – давление и скорость в каждой точке окружающей резонатор среды. Тензор $\hat{\alpha}^{pv} = \hat{\alpha}^{vp}$ описывает гибридуизацию монополюсного и дипольного откликов и присутствует только в случае нарушения симметрии к пространственной инверсии рассматриваемого мета-атома.

С целью описания топологической структуры в рамках модели сильной связи, рассматривающей взаимодействие только ближайших соседей, мы поэтапно исследуем собственные моды одиночного акустического мета-атома, зависимость расщепления собственных мод димера в зависимости от взаимной ориентации мета-атомов, а также моды одномерного массива. Чтобы подчеркнуть ключевую роль Уиллис-взаимодействия в формировании нетривиальной топологии зон, мы используем эквидистантную геометрию решетки.

В качестве мета-атома мы рассматриваем цилиндрический резонатор с вырезом (Рис. 1а), гибридные моды которого хорошо изучены [8]. Результаты численного моделирования низкочастотной гибридной собственной моды методом конечных элементов приведены на Рис. 1б. На основе полученных в моделировании данных были извлечены мультиполюсные коэффициенты через проецирование поля на скалярные сферические гармоники, что дает $M/D_y \approx 1$, свидетельствуя о гибридном характере моды.

В случае двух мета-атомов, происходит расщепление гибридной моды на симметричную и антисимметричную вследствие взаимодействия. Мы исследуем величину этого расщепления в зависимости от ориентации мета-атомов при фиксированном расстоянии между ними (Рис. 1в). Данное расщепление выступает в роли эффективной константы взаимодействия в массиве мета-атомов (Рис. 2а), с помощью которых возможно описание нашей системы в рамках модели сильной связи. На Рис. 1г видно, что расщепление существенно зависит от угла поворота и достигает максимума в районе 50° , а минимума (нуля) при 130° , что свидетельствует о сильной димеризации J_1/J_2 в соответствующем одномерном массиве (Рис. 2а).

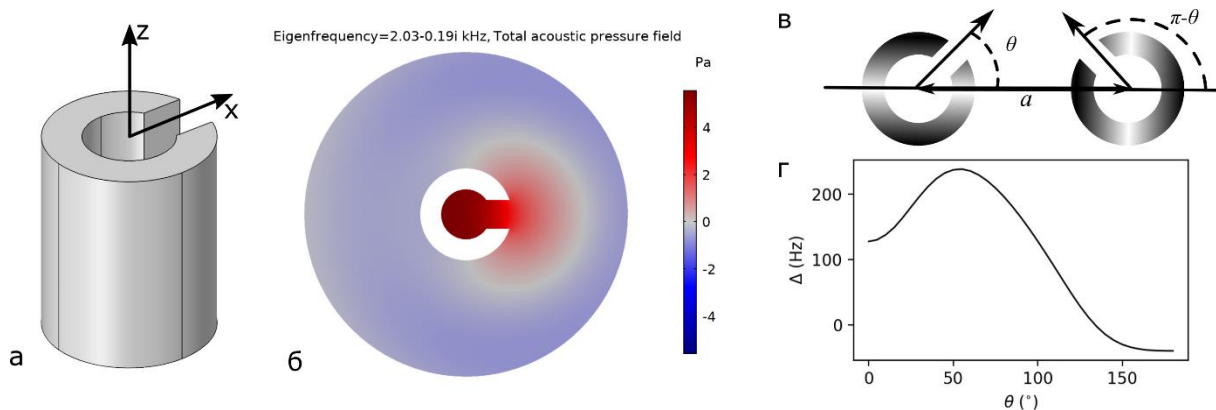


Рис. 1. Гибридная дипольная собственная мода (б) одиночного акустического мета-атома (а) и ее расщепление (г) при взаимодействии двух мета-атомов (в) в зависимости от их ориентации при фиксированном расстоянии. Внешний радиус цилиндра $R = 4$ см, внутренний радиус $r = 1$ см, высота $H = 8$ см, размер выреза $g = 2$ см. Расстояние между мета-атомами в димере $a = 10$ см. Границы частицы полагаются абсолютно жесткими.

Далее, мы исследуем собственные моды одномерного массива, ориентируя мета-атомы в соответствии с наибольшей димеризацией, т.е. $\theta = 50^\circ$ (Рис. 2а). В таком случае, при рассмотрении только ближайших соседей при учете взаимодействия такая система сводится к простейшей топологической модели Су-Шриффера-Хигера, гарантирующей возникновение локализованного состояния на краю со слабой связью. В данном случае такой край реализуется при ориентации цилиндров вырезами друг от друга. Это предположение подтверждается результатами численного моделирования собственных мод одномерного массива, где обнаруживается краевая мода с локализацией поля давления на резонаторе со слабой связью (Рис. 2б)

Таким образом, нами предложена концепция реализации акустических топологических состояний путем чередования мета-атомов с различным Уиллис-взаимодействием. В отличие от существующих симметрично-защищенных топологических состояний, эксплуатирующих геометрию решетки, мы опираемся на индивидуальные свойства частиц (гибридный дипольный резонанс) и их взаимную ориентацию. Это облегчает процесс оптимизации топологического изолятора и открывает широкие возможности в управлении локализацией топологических краевых состояний. Наш подход может быть обобщен на системы более высоких размерностей, а также для реализации топологических состояний высокого порядка.

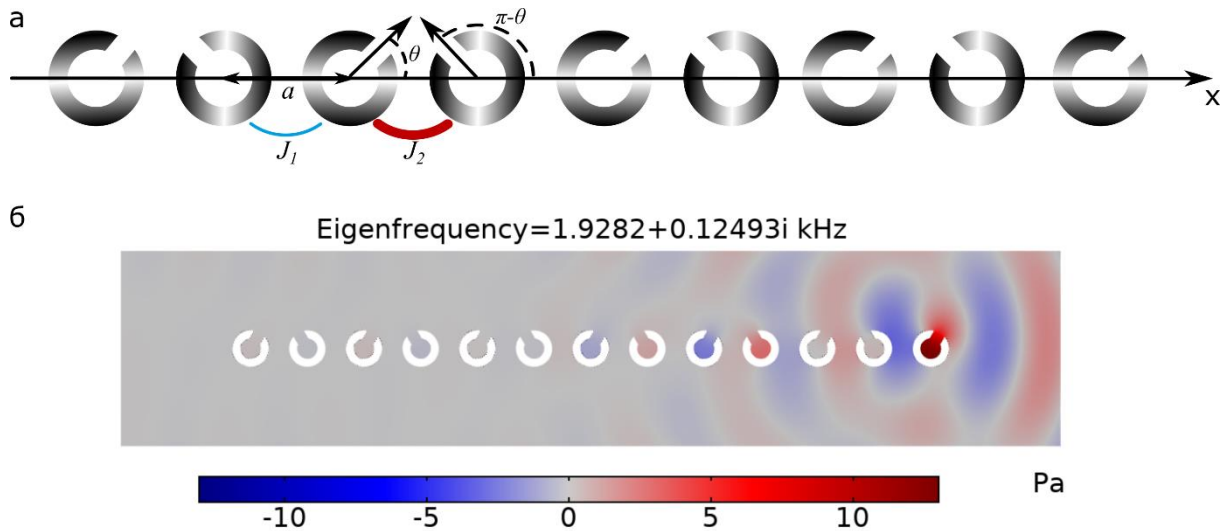


Рис. 2. Модель эквидистантного одномерного массива чередующихся бианизотропных мета-атомов (а) и краевая мода (б), найденная при моделировании собственных мод массива методом конечных элементов.

ЛИТЕРАТУРА

1. M.Z. Hazan and C.L. Kane // *Rev. Mod. Phys.* 2010. V. 82. P. 3045.
2. T. Ozawa et al. // *Rev. Mod. Phys.* 2019. V. 91. P. 015006.
3. G. Ma, M. Xiao and C.T. Chan // *Nat. Rev. Phys.* 2019. V. 1. P. 281–294.
4. S.D. Huber // *Nat. Phys.* 2016. V. 12. P. 621–623.
5. Z. Yang et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2015. V. 114. P. 114301.
6. Z.-G. Chen et al. // *Sci. Rep.* 2014. V. 4. P. 4613.
7. D.A. Bobylev, D.A. Smirnova and M.A. Gorlach // *Laser Photonics Rev.* 2021. V.15. P. 1900392.
8. A. Melnikov et al. // *Nat. Commun.* 2019. V. 10. P. 3148.

Корреляционное исследование собственных анизотропных шумов водоема с использованием перекрестных трасс

К.В. Дмитриев

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет
kdmitrie@lanat.ru

Задача мониторинга акваторий находит свое практическое приложение как в вопросах изучения и прогнозирования изменений климата, так и применительно к геологоразведке. Для арктического региона, покрытого льдом, подход, основанный на контактных методах, например, использовании автономных глайдеров, оказывается невозможным. В этом случае акустические методы томографического типа являются предпочтительными. Однако «классическая» томография, основанная на активном излучении сигналов и их регистрации, в гидроакустических приложениях оказывается очень дорогой, в основном из-за сложностей с созданием и питанием мощных излучателей. От этого недостатка свободен метод шумовой интерферометрии, который основан на приеме уже присутствующих в водоеме шумов и их корреляционной обработке. В настоящее время этот метод находит свое применение в гидроакустике [1–3], геоакустике [4], а также, с некоторыми модификациями, в ультразвуковой диагностике [5].

В настоящей работе приведены результаты натурных экспериментов, в которых с помощью метода шумовой интерферометрии исследуется акустическое поле в покрытом льдом мелком водоеме. Прием сигналов велся на перекрестных трассах с помощью системы гидрофонов в условиях анизотропной шумовой обстановки.

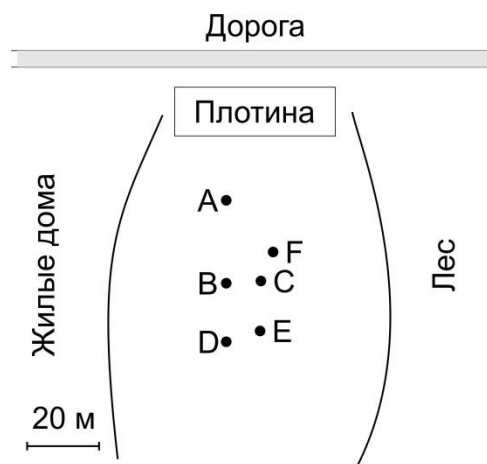


Рис. 1. Схема эксперимента на реке Грязеве. Гидрофоны располагались в точках А – Е. Вблизи выбранного участка реки находилась плотина и дорога с автомобильным движением.

Эксперименты проводились зимой 2021 года на реке Грязеве в Московской области, который представлял собой запруду перед небольшой плотиной. Длина запруды составляла порядка 500м, а ширина – 50 – 100м. Над плотиной проходила автомобильная трасса, и, таким образом, создавалось анизотропное шумовое поле. Схема постановки гидрофонов приведена на рис. 1. Во время измерений поверхность воды была покрыта слоями льда толщиной 30 см и снега толщиной 5 см. Толщина водного слоя составляла 190 см. Дно реки покрыто илистой массой. Регистрация сигналов велась в течение 5 часов.

Будет предполагаться, что акустическое поле в водоеме создается статистически независимыми источниками шума. Их пространственное распределение можно

представить как сумму постоянной величины и некоторой добавки. При этом именно добавка отвечает за анизотропию акустического излучения. В ходе обработки полученных данных вычислялись взаимные корреляционные функции $K_{ij}(\tau)$ сигналов между всеми парами имеющихся гидрофонов с номерами i и j , расположенными в точках \vec{r}_i и \vec{r}_j , соответственно. Если шумовое поле изотропно, то каждая корреляционная функция $K_{ij}(\tau) \sim G(\vec{r}_i, \vec{r}_j) - G(\vec{r}_j, \vec{r}_i)$ пропорциональна разности функций Грина, соответствующих распространению сигнала из точки \vec{r}_i в \vec{r}_j и обратно. Каждый дополнительный источник анизотропного поля дает вклад в $K_{ij}(\tau)$ при значениях временного сдвига $\tau = \tau_n$; $|\vec{r} - \vec{r}_i| - |\vec{r} - \vec{r}_j| = \tau_n c_n$, где c_n – скорость распространения сигнала по n -му каналу. Многоканальное распространение может быть связано как с возбуждением нескольких мод водного слоя, так и с одновременным распространением звука в воздухе, льде или в грунте водоема.

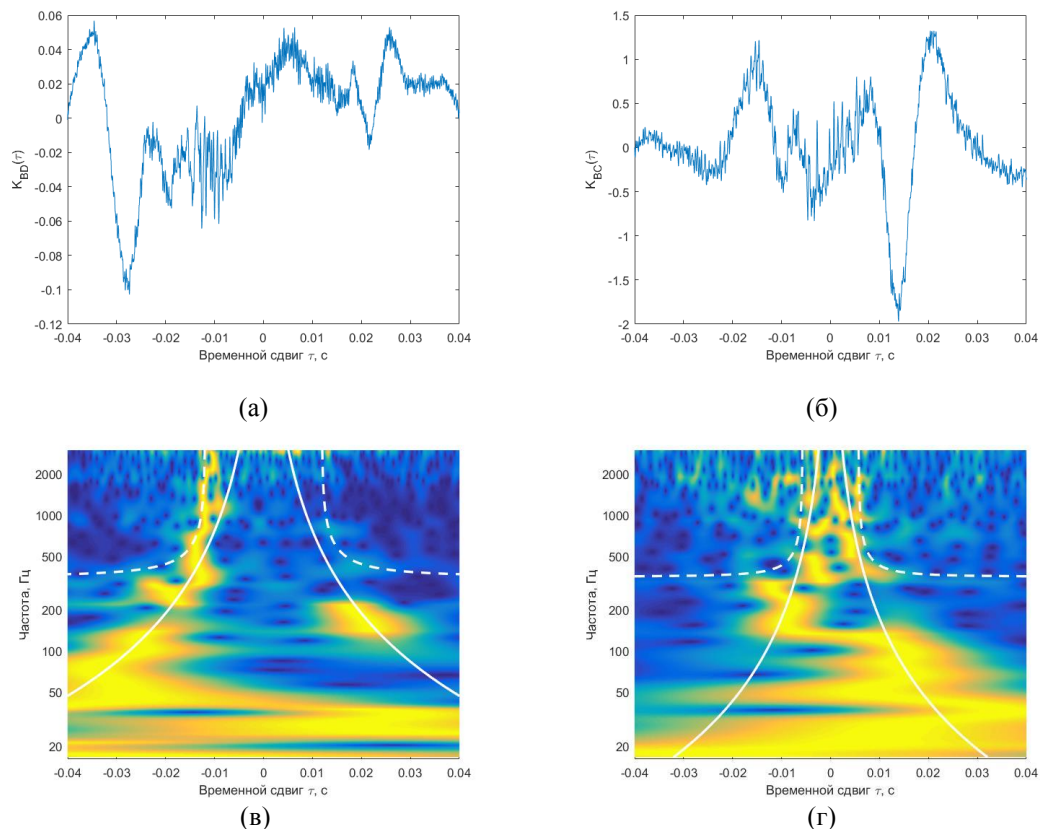


Рис. 2. Корреляционные функции (а, б) и результаты их вейвлет-преобразования (в, г), для гидрофонов, расположенных в точках В и D (а, в) или В и С (б, г). Теоретически рассчитанная зависимость групповой скорости от частоты для изгибной волны во льде отмечена белыми сплошными линиями, а для первой моды водного слоя с мягкими границами – пунктирными.

В результате обработки получены корреляционные функции всех пар гидрофонов. Например, на рис. 2 представлены корреляционные функции и результат их вейвлет-преобразования для гидрофонов В и D (а, в) или В и С (б, г). Гидрофоны В и D (рис. 1) расположены вдоль направления на плотину и дорогу, а гидрофоны В и С – перпендикулярно ему. Корреляционные функции сами в каждом случае имеют довольно сложную структуру, что объясняется зависимостью углового спектра источников шума от частоты, наличием дисперсии и нескольких типов волн в

исследуемом волноводе. При этом вейвлет-преобразование позволяет определить основные их особенности. В отличие от оконного преобразования Фурье оно дает лучшее разрешение на низких частотах.

В рассматриваемой системе можно предположить существование двух основных типов волн: это изгибные колебания ледовой поверхности и моды водного слоя. Каждый из них характеризуется своим типом дисперсии, что позволяет разделить их вклады с помощью вейвлет-преобразования. На рис. 2 эти дисперсионные зависимости нанесены белыми линиями. При этом для моды водного слоя расчет для простоты производился в предположении мягких границ – именно такой характер дна был ранее выявлен для водоемов с илистыми отложениями [6]. На частотах выше 300–400 Гц шумовое поле оказывается в основном представлено модами водного слоя, что видно по сопоставлению с дисперсионными зависимостями (рис. 2 в, г). На более низких частотах преобладают изгибные колебания льда. При этом зарегистрировано распространение изгибных колебаний не только в направлении от источника, но и в других направлениях, вплоть до противоположного. Таким образом, шумовое поле изгибных колебаний является более-менее изотропным, в отличие от шумового поля мод водного слоя. Это обстоятельство требует отдельного изучения.

Полученные экспериментально дисперсионные зависимости в существенной степени определяются свойствами дна и ледового покрова. Сравнение с теорией позволяет оценивать эти характеристики. Однако имеющаяся на практике неизотропность шумового поля и, кроме того, его неравномерность во времени может осложнять процедуру такого анализа и требует дальнейшего изучения.

Таким образом, экспериментально подтверждена возможность исследования модового состава акустического поля мелких водоемов с помощью пассивных методов, опирающихся на корреляционную обработку. Данные методы оказываются работоспособными в сложных условиях, когда наличие ледового покрова и дна оказывает существенное влияние и приводит к возникновению нескольких типов волн, что лежит несколько вне изначально установленных теоретически границ их применимости.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Правительства Москвы в рамках научного проекта № 21-32-70003.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А. Буров, С.Н. Сергеев, А.С. Шуруп “Использование в пассивной томографии океана низкочастотных шумов” // Акуст. журн. 2008. Т. 54. № 1. С. 51.
2. Б.И. Гончаренко и др. “Теоретические и экспериментальные исследования схемы мониторинга мелких морей гидроакустическими методами” // Изв. РАН. Серия Физическая. 2020. Т. 84. №. 6. С. 777.
3. С.А. Тихоцкий и др. “Использование низкочастотных шумов в пассивной сейсмоакустической томографии дна океана” // Акуст. журн. 2021. Т. 67. №. 1. С. 107.
4. Р.А. Жостков и др. “Сравнение микросейсмического зондирования и томографического подхода при изучении глубинного строения Земли” // Изв. РАН. Серия Физическая. 2017. Т. 81. №. 1. С. 72.
5. В.А. Буров, К.В. Дмитриев, О.Д. Румянцева “Создание управляемой анизотропной подсветки в корреляционных схемах акустической томографии” // Акуст. журн. 2018. Т. 64. № 5. С. 591.
6. К.В. Дмитриев и др. “Исследование затухания и дисперсии акустических сигналов в мелком природном водоеме” // Изв. РАН. Серия Физическая. 2015. Т. 79. №. 12. С. 1704.

Структура радиационных сил в вязком жидком слое на упругом полупространстве и создаваемых ими акустических течений

В.А. Гусев^{1,2,*}, Д.А. Жарков^{1,**}

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

²Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН

*e-mail: vgusev@bk.ru

**e-mail: denis.Zharkov2014@yandex.ru

Актуальной задачей в настоящее время является развитие методов создания искусственных материалов и сред с заранее заданными характеристиками. Среди таких структур можно выделить метаматериалы, обладающие необычными свойствами, в частности, фотонные и фононные кристаллы. Необходимая для них периодическая структура может быть создана методом осаждения наночастиц, взвешенных в коллоидном растворе, в процессе диссипативной самосборки [1,2]. Этот метод может быть расширен за счет приложения внешних полей, например, акустического или электромагнитного, для управления процессом формирования структуры и ее параметрами. Проведенные ранее экспериментальные [1] и теоретические [2] исследования показали возможность и эффективность методики, основанной на формировании стоячей поверхностной акустической волны (ПАВ) в жидком слое на упругой подложке.

Однако в предыдущих работах влияние вязкости на структуру формируемых в жидком слое радиационных сил было рассмотрено в очень упрощенной постановке. Не учитывалось наличие сдвиговых компонент акустического поля в вязкой жидкости [2], что привело к неточной записи дисперсионного уравнения и амплитудных характеристик. Как следствие, может измениться не только пространственная структура акустических полей и радиационных сил, но и динамика акустических потоков и частиц в них. В частности, вязкость может оказывать и положительное действие, уменьшая влияние броуновского движения мелких частиц и способствуя формированию кластеров наночастиц. Таким образом, необходимо дальнейшее исследование структуры ПАВ с учетом вязкости для определения оптимальных условий и параметров акустического поля для формирования периодических структур при осаждении наночастиц.

Целью данной работы является расчет полей радиационных сил и создаваемых ими акустических течений в слоистых структурах с учетом вязкости жидкости и сравнение полученных результатов с итогами, сделанными ранее без учета вязкости.

Постановка задачи следующая: граница раздела упругой и жидкой сред расположена при $z = 0$, ось z направлена вниз. Упругое тело заполняет полупространство $z \geq 0$. Вязкая жидкость занимает слой $-h < z < 0$. Сверху при $-\infty < z < -h$ находится вакуум. Вдоль границы раздела в положительном и отрицательном направлениях оси x распространяются навстречу друг другу две поверхностные волны одинаковой частоты, формируя стоячую волну. При этом поля этих встречных будут симметричны относительно точки $x = 0$. Рассматривается двумерная задача.

Для описания акустического поля в вязкой жидкости исходим из стандартной системы линеаризованных уравнений Навье-Стокса, непрерывности и состояния. Отметим, что учет нелинейных членов в уравнениях движения жидкости привел бы к появлению слагаемых с кубичной и более высокого порядка нелинейностями, что выходит за границы применимости используемой модели [3].

Далее удобно ввести скалярный потенциал φ и векторный потенциал \vec{A} колебательной скорости в жидкости согласно представлению

$$\vec{u} = \nabla\varphi + \text{rot } \vec{A}.$$

Подстановка этого выражения в исходные уравнения позволяет получить уравнения для потенциалов – волновое для скалярного и параболическое для векторного потенциалов [3]. Отыскивая решения в виде гармонической волны, бегущей вдоль границы раздела в направлении оси x , получаем следующие решения для потенциалов:

$$\varphi = (B_1 e^{-irz} + B_2 e^{irz}) e^{-i(\omega t - kx)},$$

$$A = (C_1 e^{-ikz} + C_2 e^{ikz}) e^{-i(\omega t - kx)}.$$

Здесь $r^2 = \frac{k_0^2 - k^2 + \frac{i\omega b}{\rho_0 c_0^2} k^2}{1 - \frac{i\omega b}{\rho_0 c_0^2}}$, $\kappa^2 = \frac{i\omega \rho_0}{\eta} - k^2$, $k = \frac{\omega}{c}$, где c – скорость ПАВ, которая находится

из дисперсионного уравнения $\Delta(k) = 0$, где

$$\Delta(k) = \begin{pmatrix} (2\eta k^2 - i\omega\alpha_0) e^{irh} & (2\eta k^2 - i\omega\alpha_0) e^{-irh} & 2\eta k \kappa e^{i\kappa\kappa} & -2\eta k \kappa e^{-i\kappa\kappa} & 0 & 0 \\ 2\eta k r e^{irh} & -2\eta k r e^{-irh} & \eta(\kappa^2 - k^2) e^{i\kappa\kappa} & \eta(\kappa^2 - k^2) e^{-i\kappa\kappa} & 0 & 0 \\ \frac{r}{\omega} & -\frac{r}{\omega} & -\frac{k}{\omega} & -\frac{k}{\omega} & q & -ik \\ \frac{k}{\omega} & \frac{k}{\omega} & \frac{\kappa}{\omega} & -\frac{\kappa}{\omega} & ik & s \\ 2\eta k^2 - i\omega\alpha_0 & 2\eta k^2 - i\omega\rho_0 & 2\eta k \kappa & -2\eta k \kappa & \lambda(k^2 - q^2) - 2\mu q^2 & 2i\mu k s \\ 2\eta k r & -2\eta k r & \eta(\kappa^2 - k^2) & \eta(\kappa^2 - k^2) & 2i\mu k q & \mu(k^2 + s^2) \end{pmatrix}.$$

Таким образом, акустическое поле состоит из двух потенциальных и двух сдвиговых компонент в вязком жидком слое и двух компонент в упругом полупространстве. Поскольку решается однородная задача без источника, одну из амплитуд можно задать произвольно. Поэтому будем нормировать все амплитуды на амплитуду сдвиговой компоненты в упругом полупространстве. Далее по формулам Крамера из матрицы $\Delta(k)$ можно найти остальные нормированные амплитуды потенциалов.

Обычно рассчитывают радиационную силу, действующую на частицу, акустические характеристики которой (плотность, импеданс) сильно отличаются от характеристик вмещающей жидкости. В этом случае сила определяется разностью импульсов, действующих на частицу с разных сторон. Когда волна падает на частицу, то она рассеивается, и импульсы с передней и задней сторон различаются. Получается направленная сила. Отметим, что в этом механизме нелинейность уравнений движения жидкости фактически роли не играет. Однако данная сила пропорциональна $(kR)^4$ (R – радиус частицы) и для наночастиц, используемых для формирования структур, оказывается несущественной.

В этом случае определяющим будет другой механизм, связанный с нелинейностью жидкости и действующий на элемент объема жидкости. Этот механизм действует на все частицы независимо от их параметров, если они движутся вместе с жидкостью. В случае частиц малых размеров (наночастиц) их собственное движение быстро затухает, и они полностью увлекаются жидкостью и перемещаются вместе с ней. За счет нелинейности уравнений гидродинамики в среде формируется ненулевая усредненная сила – радиационная сила F_i , действующая на элемент объема жидкости. Она выражается через тензор радиационных напряжений Π_{ik}^{RAD} :

$$F_i = -\frac{\partial}{\partial x_k} \Pi_{ik}^{RAD},$$

$$\Pi_{ik}^{RAD} = \frac{\varepsilon}{\rho_0 c_0^2} \langle p'^2 \rangle \delta_{ik} + \rho_0 \langle u_i u_k \rangle + \frac{\eta}{\rho_0 c_0^2} \frac{\partial}{\partial x_k} \langle p' u_i \rangle + \frac{\xi + \eta/3}{\rho_0 c_0^2} \delta_{ik} \frac{\partial}{\partial x_l} \langle p' u_l \rangle.$$

Здесь угловые скобки означают усреднение по периоду акустической волны, ε - параметр нелинейности жидкости.

На основе полученных уравнений рассчитаны радиационные силы в слое вязкой жидкости. На рис. 1 представлена пространственная структура радиационных сил с учетом влияния вязкости на потенциальную компоненту поля и формально без учета сдвиговых компонент. На графиках представлены горизонтальная и вертикальная компоненты радиационной силы. Видно, что вдоль оси x образуется квазипериодическая структура, похожая на структуру в отсутствие вязкости. Основное отличие по сравнению со случаем идеальной жидкости состоит в возрастании из-за затухания акустических волн радиационной силы при удалении от центра структуры, т.е. появляется тенденция к сбору взвешенных частиц в середине.

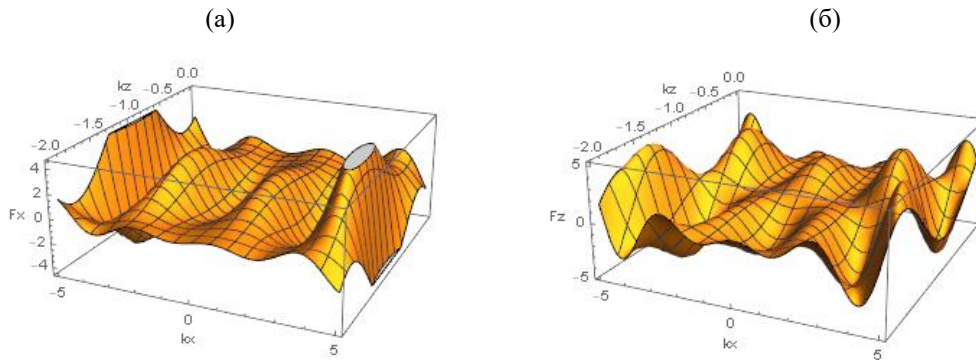


Рис. 1. Пространственное распределение радиационной силы с учетом вязкости для потенциальной компоненты и без учета сдвиговых компонент для частоты 1 кГц при $k'' = 0.5 \text{ м}^{-1}$: (а) x -компонента, (б) z -компонента.

На рис. 2 представлена пространственная структура радиационных сил с учетом сдвиговых компонент. Из графиков видно, что вблизи границы раздела жидкого слоя и упругого полупространства на расстояниях, меньших длины волны, x -компонента радиационной силы испытывает экспоненциальное затухание поля. Это связано с экспоненциальным затуханием сдвиговых компонент акустического поля. При этом у z -компоненты такого поведения не наблюдается.

Наличие ненулевой усредненной радиационной силы приводит к формированию в жидком слое акустических течений. Их структура при малых гидродинамических числах Рейнольдса рассчитывается на основе системы уравнений:

$$-\eta \vec{U}_T = -\nabla P + \vec{F}.$$

Здесь \vec{U}_T – скорость акустического течения, P – давление потока. Применяя к этому уравнению операцию rot , получим бигармоническое уравнение для функции тока ψ :

$$\Delta(\eta \Delta \psi + V) = 0, U_{Tx} = \frac{\partial \psi}{\partial z}, U_{Tz} = \frac{\partial \psi}{\partial x}.$$

Здесь V – единственная отличная от нуля компонента векторного потенциала \vec{V} радиационной силы ($\vec{F} = \text{rot} \vec{V} + \nabla S$). Уравнение решалось путем его разбиения на систему уравнений Пуассона с соответствующими граничными условиями:

$$\begin{cases} \eta \Delta \psi = -V + \tilde{\psi}, \\ \Delta \tilde{\psi} = 0, \\ \Delta \vec{V} = -\text{rot } \vec{F}. \end{cases}$$

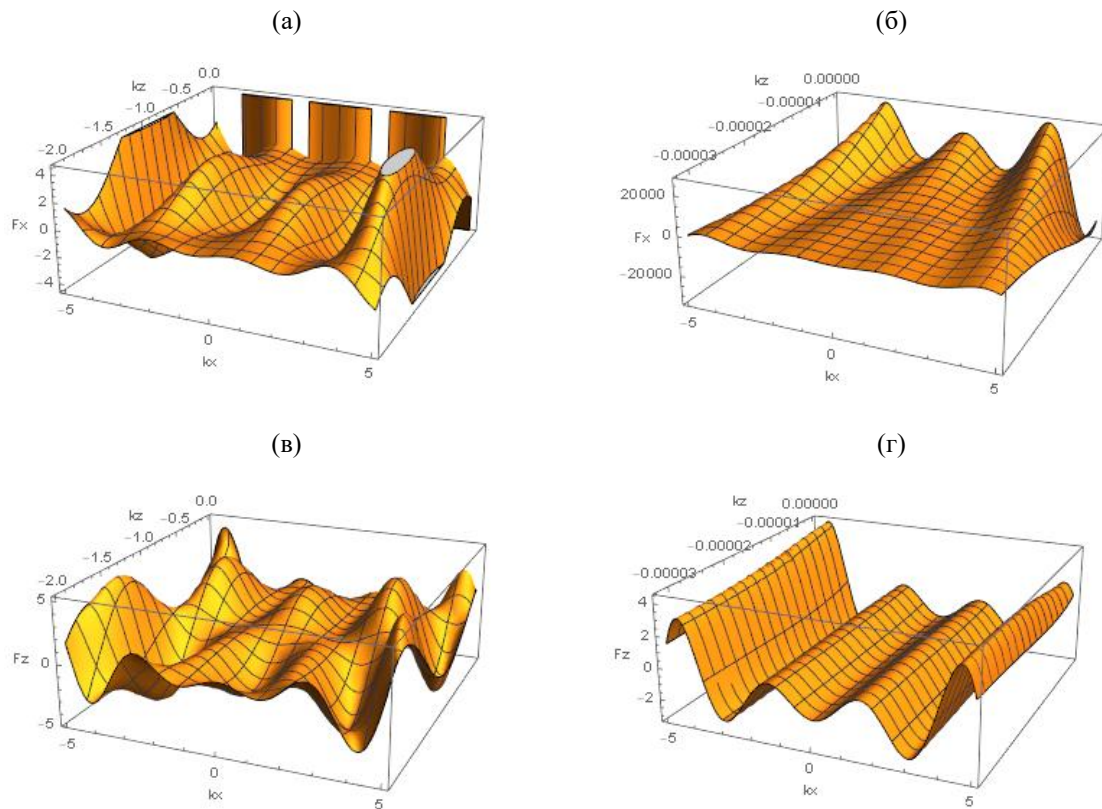


Рис. 2. Пространственное распределение радиационной силы с учетом сдвиговых компонент для частоты 1 кГц: (а) x -компонента, $-2 \leq kz \leq 0$, (б) x -компонента, $-0.000032 \leq kz \leq 0$, (в) z -компонента, $-2 \leq kz \leq 0$, (г) z -компонента, $-0.000032 \leq kz \leq 0$.

Проведенные расчеты показывают, что линии тока гуще расположены в окрестностях линий $2kx = \pi n$. При этом из-за наличия затухания при приближении к точке $x = 0$ площадь контуров уменьшается.

Таким образом, в работе рассчитаны амплитудные характеристики, радиационные силы и акустические течения в слое вязкой жидкости, действующие на элемент объема жидкости. Показано, что вязкость приводит к значимым изменениям пространственной структуры радиационных сил и может привести к улучшению условию образования упорядоченных ансамблей наночастиц.

Работа поддержана грантом РФФИ № 20-02-00493.

ЛИТЕРАТУРА

1. O.V. Rudenko et al. // *Acoustical Physics*. 2010. V. 56. N 6. P. 935-941.
2. В.А. Гусев, О.В. Руденко // *Акуст. журн.* 2019. Т. 65. № 2. С. 166–181.
3. В.А. Гусев, Д.А. Жарков // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2021. Т. 85. № 6. С. 803-809.
4. V.A. Gusev, P.A. Simonova // *Phys. Wave Phenom.* 2015. V. 23. №4. P. 268-272.
5. В.А. Гусев, Д.А. Жарков // *Труды Всероссийской акустической конференции.* СПб.: ПОЛИТЕХ-ПРЕСС, 2020. С. 106-110.

Мониторинг пузырькового потока при помощи пассивного акустического метода

А.А. Будников¹, И.Н. Иванова¹, Т.В. Малахова², Н.А. Гришанина¹, И.Д. Демин¹

¹Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия

²Федеральный исследовательский центр «Институт биологии южных морей
имени А. О. Ковалевского РАН», Севастополь, Россия

E-mail: aa.budnikov@physics.msu.ru, ivair@yandex.ru

Исследования подводных газовыделений (сипов) имеют большое значение с точки зрения оценки объемов поступления углеродосодержащих газов, в частности метана, в водную среду и атмосферу. Для оценки газовых потоков используются различные дополняющие друг друга методы: визуальное наблюдение и видеосъемка, сбор пузырькового газа и флюидных потоков при помощи ловушек, активная и пассивная акустика. Поскольку интенсивность природных газовых потоков может изменяться во времени зачастую достаточно существенно, необходимы методы, которые способны обеспечивать длительное наблюдение за источником. Для продолжительного мониторинга пузырьковых газовыделений наиболее простым в реализации представляется пассивный акустический метод. Размещенное вблизи источника звукозаписывающее оборудование позволяет получить длительные аудиограммы, на которых возможно различить аудиосигналы от отдельных пузырьков газа, отрывающихся от морского дна [1, 2, 3]. Как известно, частота звукового импульса, который генерируется при отрыве выделяющегося, пузырька связана с его объемом [1]. Однако, на сегодняшний день, остаются вопросы, касающиеся точности этого соотношения и влияния на аудиосигнал материала субстрата через который просачивается газ.

Целью данной работы было экспериментальное определение влияния донных подложек на частоту фиксируемого аудиосигнала от пузырьковых выделений, сравнение расчетного и наблюдаемого размера пузырьков, а также оценка суточного объема газа, выделяющегося на площадке постоянно действующих пузырьковых газовыделений с помощью пассивного акустического метода.

Лабораторная установка представляла собой стеклянный бассейн, в котором с помощью компрессора, воздухопровода и насадок различного диаметра моделировались пузырьковые выделения из донных отложений. Процесс образования и всплытия пузырьков фиксировался при помощи видеокамеры с разрешением 1920x1080 и позволяющей проводить ускоренную видеосъемку (до 60 кадров в секунду). Запись аудиосигнала осуществлялась при помощи гидроизолированного широкополосного микрофона. Для визуального определения размеров пузырьков рядом с точкой выхода газа была помещена мерная линейка с ценой деления 1 мм. В эксперименте использовались 5 видов донной подложки: песок, дробленые кирпичи, искусственная и природная гальки, водоросли. Соленость воды составляла 18 ‰.

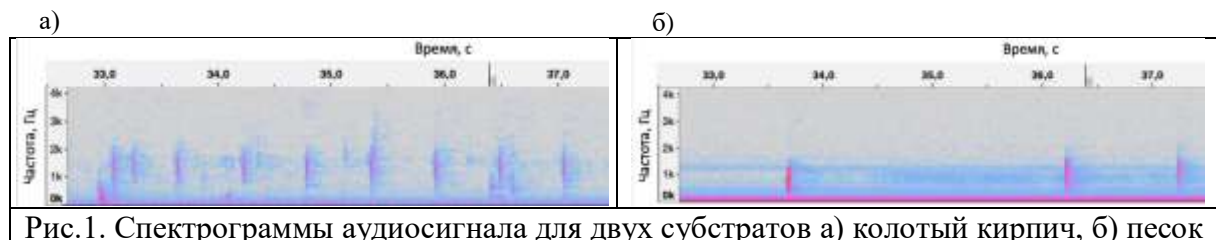


Рис.1. Спектрограммы аудиосигнала для двух субстратов а) колотый кирпич, б) песок

Для расчета размеров сферических пузырьков газа, выделяющихся из точечного источника, используется формула Миннарта, связывающая собственную частоту колебаний пузырька с его радиусом [2]:

$$f = \frac{1}{2\pi r} \sqrt{\frac{3\gamma p}{\rho}},$$

где r – радиус пузырька, γ – показатель адиабаты газа, содержащегося в пузырьке, p – давление с внешней стороны пузырька, ρ – плотность окружающей пузырек жидкости.

Эксперимент показал, что различные субстраты оказывают влияние на процесс газовой выделения. Замедленная съемка момента выхода пузырьков из субстрата демонстрирует, что наиболее сильно форма образующегося пузырька отличается от сферической при использовании подложки из искусственной и природной гальки. На рис.1 представлен пример спектрограммы аудиосигналов от пузырьков воздуха. При анализе аудиозаписей экспериментов с различными субстратами было обнаружено, что микрофон не фиксирует аудиосигнал при отрыве пузырьков непосредственно от дробленых кирпичей и водорослей, но при этом отчетливо различим сигнал, возникающий при отрыве от иглы-насадки. Это, вероятно, связано с тем, что пузырьки относительно свободно проходят через полости между отдельными осколками кирпичей и нитями водорослей, при этом существенной деформации поверхности не происходит.

Тем не менее, эксперименты с субстратами показали, что формула Миннарта для расчета размеров образующихся пузырьков может успешно применяться в наблюдаемом размерном диапазоне. Однако, для песчаной подложки, пузырьки диаметром менее 1 мм не различимы на аудиограммах.

Пассивный акустический метод был применен для оценки газового потока на мелководной площадке постоянно действующих пузырьковых газовой выделений в бухте Ласпи (N44.42099°, E33.70766°) с использованием аудиозаписи, полученной в августе 2020 года. Выход пузырьков метана происходил периодическими кластерами из песчаного дна, при этом визуально наблюдаемый размер пузырьков составлял от 2 мм до 1 см.[3]. Аудиозапись производилась в непосредственной близости от пузырьковой струи (рис.2). Также над сипом измерялись временные изменения температуры, солености, концентрации растворенного кислорода и скорости придонного течения.



Рис.2. Подводная фотография объекта исследования.

На рис.3 представлены количественные показатели, связанные с интенсивностью потока пузырьковых газовой выделений для двухсорокаминутных записей, выполненных с интервалом в один час. Точками показаны моменты выхода пузырьковых кластеров на временной шкале, по вертикальной оси отложено количество пузырьков в кластере. На гистограммах представлена временная зависимость суммарного за минуту объема

выделившегося пузырькового газа. Можно отметить непостоянство интенсивности потоков первой и второй записи, что говорит о вариативности объемов выхода газа даже на небольших временных интервалах при схожих внешних условиях.

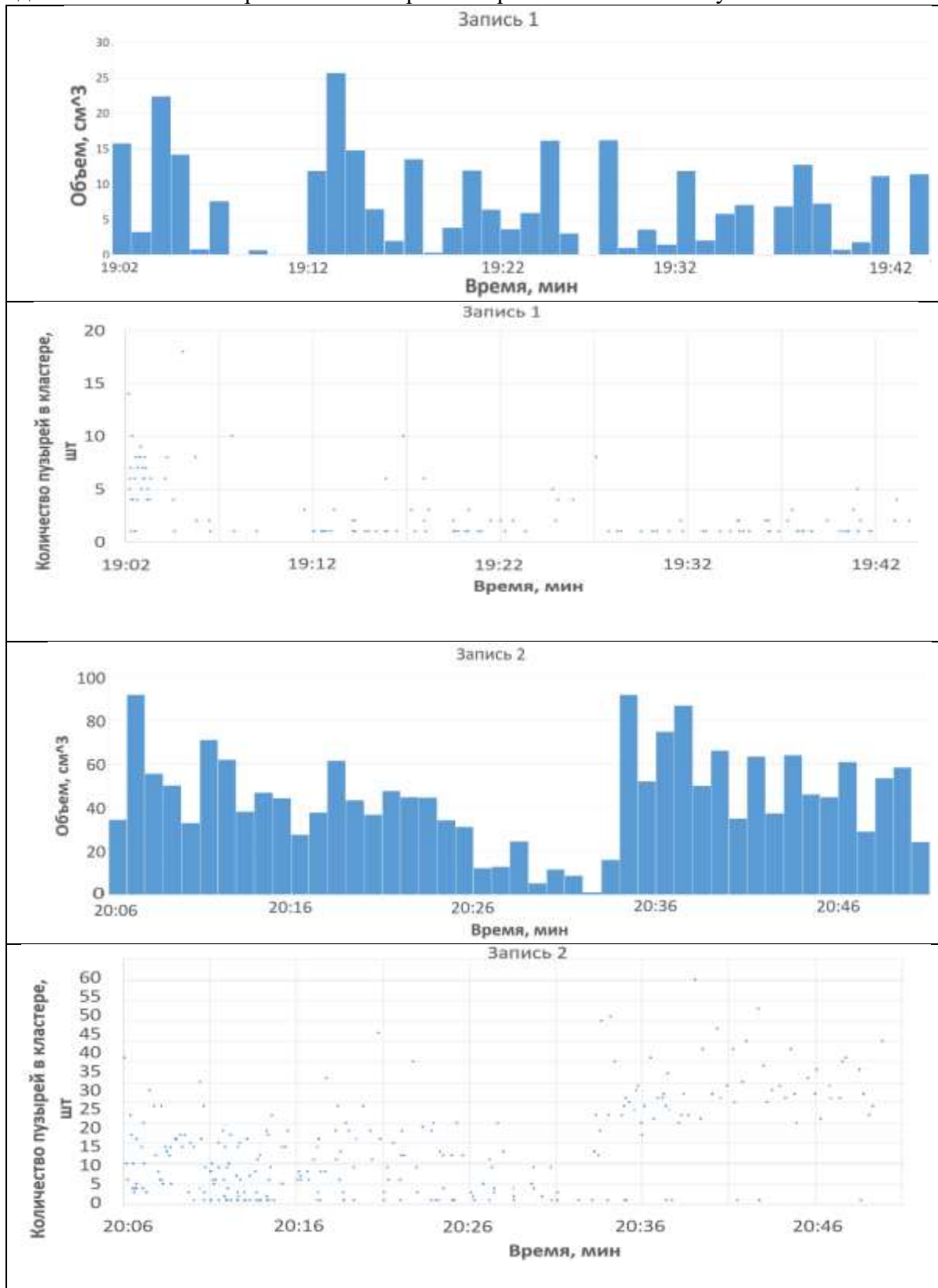


Рис. 3. Временные зависимости количества пузырьков в кластерах и объема пузырьков метана, выделяющегося за одну минуту из сипа, определенные для двух 40-минутных записей.

Изменение интенсивности пузырькового потока было соотнесено с измеренными над сипом временными зависимостями температуры T , концентрации растворенного кислорода O_2 и пульсациями скорости придонного течения V (рис.4). Однако, однозначной зависимости между указанными параметрами выявлено не было. Соленость во время измерений менялась в пределах 18,3-18,6 ‰.

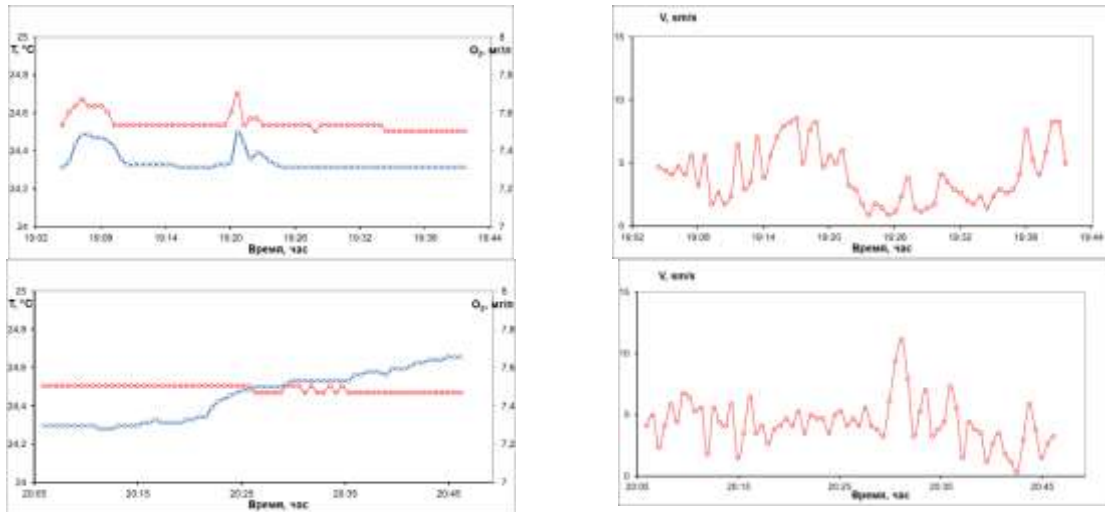


Рис.4. Временная зависимость температуры T , концентрации растворенного кислорода O_2 (слева) и пульсациями скорости придонного течения V (справа) над действующим пузырьковым выделением метана для 40-минутных записей.

Основные результаты:

1. Показано, что формула Миннарта применима для расчета размеров пузырьков, выделяющихся из песчаного дна.
2. Определены временные зависимости количества и объема пузырьков метана, выделяющегося из сипа по двум сорокаминутным аудиозаписям. Суммарные объемы газовыделений по данным первой и второй записи составили 0,29 л и 1,97 л соответственно.
3. Показана временная изменчивость газового потока, способная приводить к достаточно сильным отличиям в объемах выделяющегося газа на разных временных интервалах даже при схожих внешних условиях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Vazquez A., Manasseh R., Chicharro R. // Chem. Eng. Sci. 2015 Vol. 131 P. 187–196.
2. R.P. Dziak et al. // Deep-Sea Research Part II 150 2018. pp. 210–217. <https://doi.org/10.1016/j.dsr2.2018.04.001>
3. А.А. Будникови др. // ВМУ. Серия 3 Физика. Астрономия. 2019 № 6 С. 106–112.

Комплексирование методов оценки скорости упругих волн в образцах горных пород

П.А. Казначеев, В.В. Кох, Д.В. Краюшкин, З.-Ю.Я. Майбук, А.В. Пономарев
*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики Земли им. О.Ю.
Шмидта Российской академии наук, г. Москва, Россия)*
p_a_k@mail.ru

Определение скорости упругих волн может производиться разными методами. Данные о скоростях важны для задач структурного неразрушающего контроля, оценки физических свойств и идентификации материалов [1]. Важным приложением является фундаментальные исследования новых веществ, а также исследования процессов разрушения структуры твердых тел. Такая задача, в частности, актуальна при моделировании разрушения горных пород из-за механического или термического воздействия [2, 3]. Скорости и удельное поглощение энергии упругих волн изменяются вследствие развития системы трещин в горных породах – изменения количества и характерных размеров трещин [4].

В твердых средах возможно наличие двух типов упругих волн – продольных и поперечных. Скорости волн связаны с плотностными и упругими параметрами (упругими модулями - модулем Юнга, модулем сдвига, коэффициентом Пуассона, модулем объемного сжатия). В гомогенных средах эти параметры однородны до масштабов, много меньших характерных длин волн при сейсмических, акустических и ультразвуковых исследованиях. В гетерогенных средах, какими являются горные породы, появляется зависимость параметров от микроструктуры материала. Существенным становится появление частотной зависимости, обусловленной характерными размерами элементов микроструктуры – зерен, элементов трещинно-порового пространства. Для практических приложений становится важным корректное сопоставление данных лабораторных исследований в одном частотном диапазоне и данных полевых измерений в другом частотном диапазоне.

Для оценки упругих параметров в разных частотных диапазонах возможно применение различных методов. На низких частотах (до 1 кГц) возможно применение динамического механического нагружения [5]. Он реализуется аналогично статическому нагружению, но с циклическим изменением нагрузки. Для оценки скоростей на частотах от 1 кГц до 1 МГц обычно используется резонансный метод [6]. Он предполагает формирование стоячей волны в образце на ограниченном наборе резонансных частот. Для оценки скорости на более высоких частотах используется импульсный динамический (времяпролетный) метод. В методе определяется, за какое время фронт упругого возмущения проходит образец [6]. При этом, как правило, используются пьезоэлектрические ультразвуковые преобразователи с фиксированной резонансной частотой возбуждения.

Указанные методы ограничены по области применимости на диаграмме «центральная частота – длительность зондирующего сигнала» (рис. 1). Длительность зондирующего сигнала напрямую определяет ширину спектра зондирующего сигнала. Если длительность не контролируется, то затрудняется оценка дисперсии скорости. Наиболее широкий охват областей применимости на диаграмме «центральная частота – длительность зондирующего сигнала» может дать метод с независимым регулированием центральной частоты и длительности зондирующего сигнала. Это возможно при возбуждении цугов волн - волновых пакетов с независимо задаваемой несущей частотой, формой огибающей и длительностью [6].

Скорость пакета может быть определена как групповая скорость для заданной моды в исследуемом объекте. При использовании образцов цилиндрической формы характерной является стержневая мода. Скорость распространения продольной упругой волны для данной моды в низкочастотном пределе зависит только от модуля Юнга, а в высокочастотном – также от коэффициента Пуассона, традиционно определяемого только по скорости поперечных волн [7, 8]. Это позволяет также дополнительно оценивать коэффициент Пуассона без возбуждения поперечных волн.

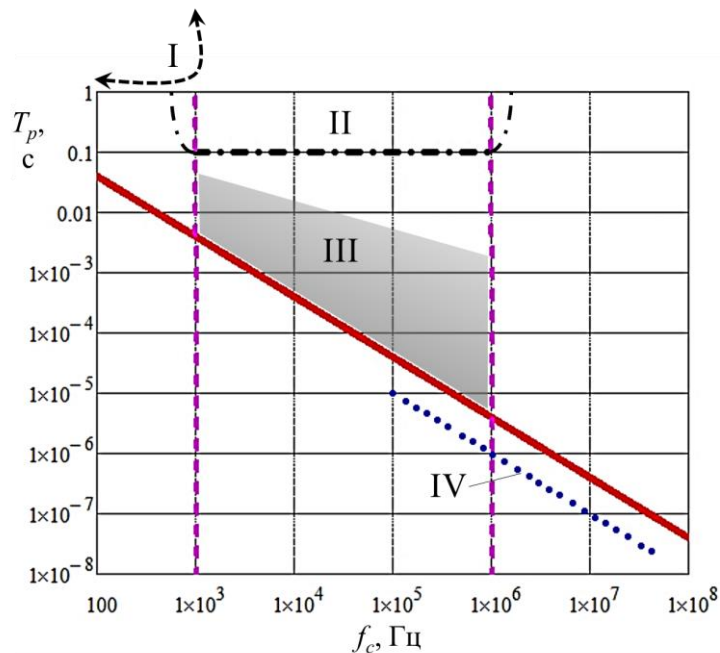


Рис. 1. Области применимости методов оценки упругих параметров на диаграмме «центральная частота f_c – длительность T_p зондирующего сигнала»: I – динамическое нагружение, II – резонансный метод, III – зондирование волновыми пакетами с контролируемым частотным составом, IV – импульсный динамический метод.

В работе рассмотрены способы оптимального комплексирования трех вышеперечисленных методов определения скорости упругих волн. Для этого разработаны программно-аппаратные средства, реализующие автоматизированное возбуждение, подведение к образцу, измерение и обработку сигналов.

Работа выполнена в рамках гос. задания ИФЗ РАН.

ЛИТЕРАТУРА

1. “ASM Handbook. Vol. 17. Nondestructive Evaluation and Quality Control” ASM International, 1989.
2. Г.А. Соболев, А.В. Пономарев “Физика землетрясений и предвестники” М.: Наука, 2003.
3. В.Л. Шкуратник, Вознесенский А.С., Винников В.А. “Термостимулированная акустическая эмиссия в геоматериалах” М.: Горная книга, 2015.
4. М.Н.В. Nasser et al. // PAGEOPH. 2009. V. 166. P. 927.
5. Menczel J.D. (ed.) “Thermal Analysis of Polymers” Wiley, 2009.
6. W.P. Mason (ed.) “Physical Acoustic. Principles and method. Vol. 1. Methods and devices” New-York: Academic Press, 1964.
7. J. Zemanek // J. Acoust. Soc. Amer. 1972. V. 51. P. 265.
8. В. В. Муравьев и др. // Дефектоскопия. 2012. № 8. С. 3.

Создание фазовых масок для получения желаемой пространственной структуры акустического поля, излучаемого одноэлементным пьезоэлектрическим источником

Д.А. Николаев, С.А. Петросян, С.А. Цысарь, П.Б. Росницкий, О.А. Сапожников

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

da.nikolaev@physics.msu.ru

Во многих приложениях акустических волн необходимо заданным образом модулировать пространственную и временную структуру волнового поля [1 – 3]. Для таких задач могут быть использованы многоэлементные излучатели, в которых каждый элемент работает независимо от остальных, и поэтому имеется возможность управления амплитудно-фазовой структурой акустического поля на излучающей поверхности. В зависимости от сложности получаемой структуры акустического поля для его создания может потребоваться достаточно много излучающих элементов. Такие многоэлементные устройства сложны в изготовлении и управлении; кроме того, в процессе эксплуатации сложно контролировать работоспособность каждого излучающего канала [4]. В реальных устройствах существуют также технические ограничения на количество элементов (порядка 100-1000). При создании достаточно сложной структуры поля даже такого количества элементов может быть недостаточно. Кроме того, такие многоканальные устройства не всегда доступны в силу их дороговизны.

Альтернативой многоэлементным излучателям могут служить фазовые маски – неоднородные по толщине пластины, которые позволяют заданным образом изменять распределение фазы проходящей через них волны, и тем самым получать необходимую структуру поля в пространстве [5]. Такое управление фазой возможно за счет различия скоростей звука в окружающей среде и в материале маски.

Отметим, что с помощью одиночной фазовой маски можно желаемым образом модулировать лишь фазу, амплитуда волны при этом не контролируется. Модулирование амплитуды может быть реализовано посредством использования двух отстоящих друг от друга фазовых масок [6]. При определённом расстоянии между масками будет выполняться условие, при котором ближняя к излучателю фазовая маска будет создавать требуемое распределение амплитуды давления на поверхности второй маски, которая, в свою очередь, создаст необходимую фазовую модуляцию для окончательного формирования заданного распределения амплитуды и фазы в пространстве.

Фазовые маски могут быть изготовлены, например, из фотополимерной смолы посредством 3D печати методом лазерной стереолитографии. Указанная технология 3D печати позволяет создать желаемый профиль толщины детали с точностью до 0.1 мм. Фазовая задержка прошедшей волны определяется не только толщиной, но и акустическими параметрами материала пластины. Имея в виду использование фотополимерной смолы для решения рассматриваемой задачи, нами было проведено предварительное экспериментальное исследование акустических параметров указанного материала. Скорость звука была измерена импульсным методом, в котором измерено время прохождения ультразвукового импульса с частотой заполнения 1.12 МГц через плоскопараллельный образец известной толщины. Плотность измерялась взвешиванием образца заданного объёма. Скорость звука материала оказалась равной 2509 ± 10 м/с, а плотность составила 1198 ± 1 кг/м³.

Расчет таких фазовых масок зачастую проводится в предположении, что поверхность излучателей (рис. 1в) колеблется абсолютно равномерно (поршневое приближение). В реальности это не так, и для разных излучателей неоднородность структуры колебания

поверхности выражена в различной степени [7]. Реальные распределения модуля и фазы давления могут быть достаточно сложными, особенно в случае применения в излучателе монолитных пьезокерамических пластин. В таком случае возникают различные моды колебаний: кроме толщинных колебаний заметными становятся также лэмбовские моды. Суперпозиция различных мод создает сложную структуру колебаний пьезопластины, при этом распределение скорости излучающей поверхности будет различным на разных частотах работы преобразователя.

Задачу определения структуры скорости колебаний поверхности помогает решить метод импульсной акустической голографии [8–9], активно развивающийся в последние годы. Данный способ позволяет определить пространственную структуру поля давления и колебательной скорости частиц в пространстве, в том числе на поверхности излучателя.

В настоящей работе проводится расчет акустической маски для плоского пьезопреобразователя диаметром 93.5 мм (рис. 1в) и резонансной частотой 1.12 МГц. Излучатель изготовлен из цельной пьезокерамической пластины и рассчитан на работу в воде. Для учета реальной структуры излучаемого поля проведено измерение голограммы данного излучателя с помощью капсульного гидрофона с диаметром чувствительного элемента 200 мкм, перемещаемого системой микропозиционирования. Получены распределения амплитуды и фазы нормальной компоненты колебательной скорости на поверхности излучателя (рис. 1а, б, соответственно).

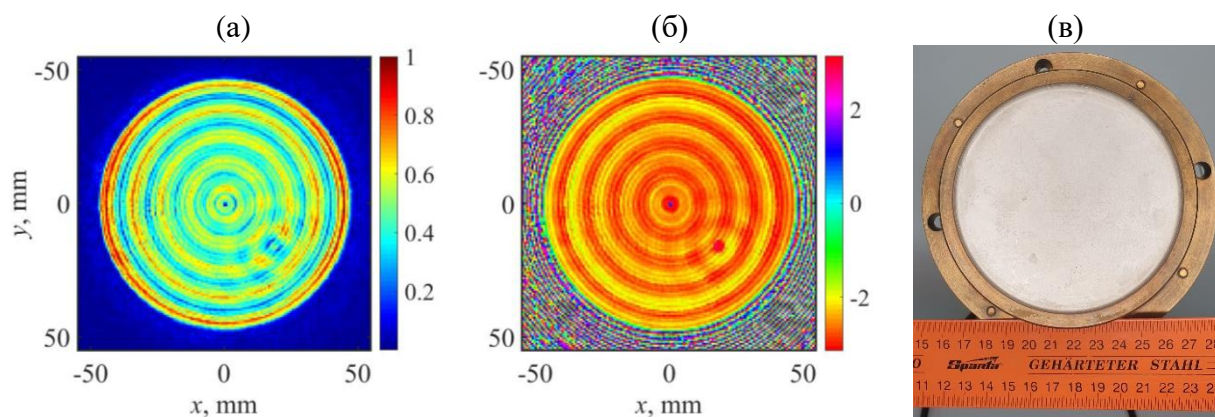
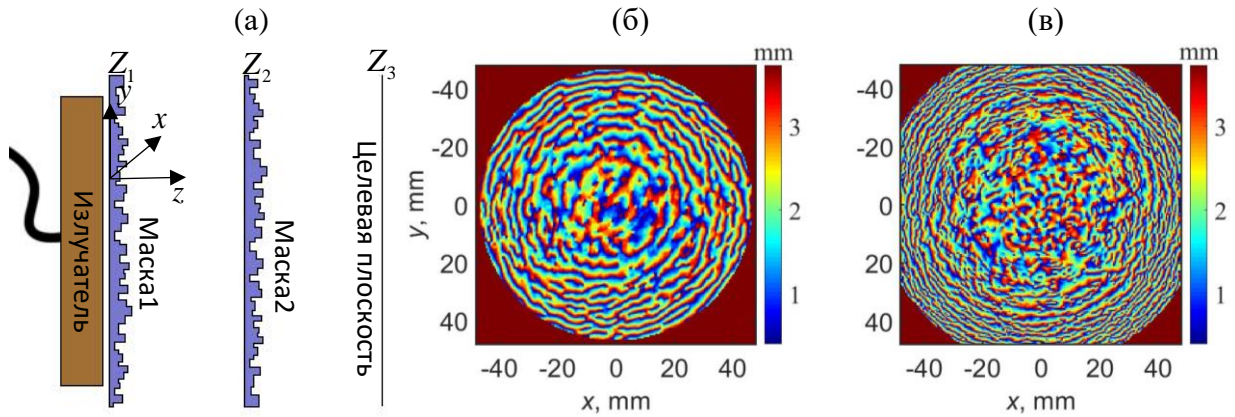


Рис. 1. Нормированная амплитуда (а) и фаза (б) нормальной компоненты колебательной скорости поверхности плоского пьезокерамического излучателя, работающего на резонансной частоте 1.12 МГц в воде (в).

Как видно из рис. 1, распределение амплитуды и фазы скорости на поверхности излучателя сильно неоднородно. Кольцевая структура с шагом 9.8 мм вызвана суперпозицией мод Лэмба [10]. Кольца, на которых поверхность колеблется с увеличенной по сравнению с окружающими участками скоростью, соответствуют местам пучностей стоячих волн, в которых излучение в воду происходит наиболее эффективно.

В работе исследовано влияния неоднородности колебательной скорости поверхности излучателя на качество модуляции поля связанными фазовыми масками для создания заданной структуры давления в поперечной плоскости на заданном расстоянии от излучателя (рис. 2а).

Рис. 2. Геометрия задачи (а), рассчитанные маски на расстояниях Z_1 (б) и Z_2 (в).

Для этого проведен расчет пары связанных масок для двух случаев: 1) в предположении, что амплитуда и фаза колебательной скорости поверхности однородна в пределах рабочей области излучателя и 2) в случае использования в расчете реальной колебательной скорости поверхности (рис. 1а,б). Для расчета использовалась следующая последовательность действий:

- 1) сначала задается желаемое распределение давления в плоскости на расстоянии Z_3 от излучателя (рис. 3в) на сетке с шагом $\Delta_{xy} = f / (2c_w)$, где f и c_w – частота и скорость звука в воде соответственно;
- 2) с плоскости Z_3 методом углового спектра рассчитывается давление на плоскости Z_2 ;
- 3) на плоскости Z_2 фиксируется амплитуда давления, при этом фаза давления в каждой точке плоскости задается случайным образом в диапазоне $(-\pi, \pi)$;
- 4) методом углового спектра рассчитывается давление на плоскости Z_1 с плоскости Z_2 ;
- 5) на плоскости Z_1 фиксируется фаза найденного распределения давления, а амплитуда заменяется на распределение амплитуды на излучателе (рис. 1а);
- 6) рассчитывается давление на плоскости Z_2 с плоскости Z_1 ;
- 7) шаги 3-6 итерационно повторяются до момента схождения поточечного среднеквадратичного отклонения амплитуды давления, посчитанной на плоскости Z_1 , от распределения амплитуды излучателя.

Таким образом, определяется необходимая фаза на плоскости Z_1 . Фазовая задержка в каждой точке голограммы $\Delta\varphi(x, y)$ определяется как разница полученного распределения фазы на плоскости Z_1 (пункт 5) и распределения фазы на излучателе. Исходя из фазовой задержки, толщина маски в узлах голограммы находится по следующей формуле:

$$z(x, y) = \frac{\Delta\varphi(x, y) - k_w Z_{\max}}{k_m - k_w} \quad (1)$$

где $z(x, y)$ – толщина маски в зависимости от поперечных координат, $k_w = \omega / c_w$, $k_m = \omega / c_m$ – волновые числа в воде и материале маски, Z_{\max} – максимальная толщина маски. Для определения профиля толщины второй маски проводился расчет прохождения волны через первую маску с поверхности излучателя на плоскость Z_2 с помощью пакета k-Wave MATLAB Toolbox с открытым исходным кодом [11]. Данный программный комплекс основан на псевдоспектральном методе в k-пространстве и позволяет проводить расчет распространения акустической волны через среду с неоднородной скоростью звука, плотностью и поглощением. Фазовая задержка в данном случае определяется как разница рассчитанного распределения

фазы в плоскости Z_2 и распределения фазы, полученного в пункте 2, и по формуле (1) рассчитывается толщина маски. Далее, также с помощью программы k-Wave рассчитывалось прохождение волны через вторую маску на плоскость Z_3 .

На рис. 3а показано распределение амплитуды давления на плоскости Z_3 в случае, когда для расчета масок использовалось приближение поршневого колебания излучателя, при этом расчет распространения проведен для реального поля излучателя. На рис. 3б маски рассчитаны в случае использования реальной структуры поля излучателя, и распространение также проведено для реального поля излучателя.

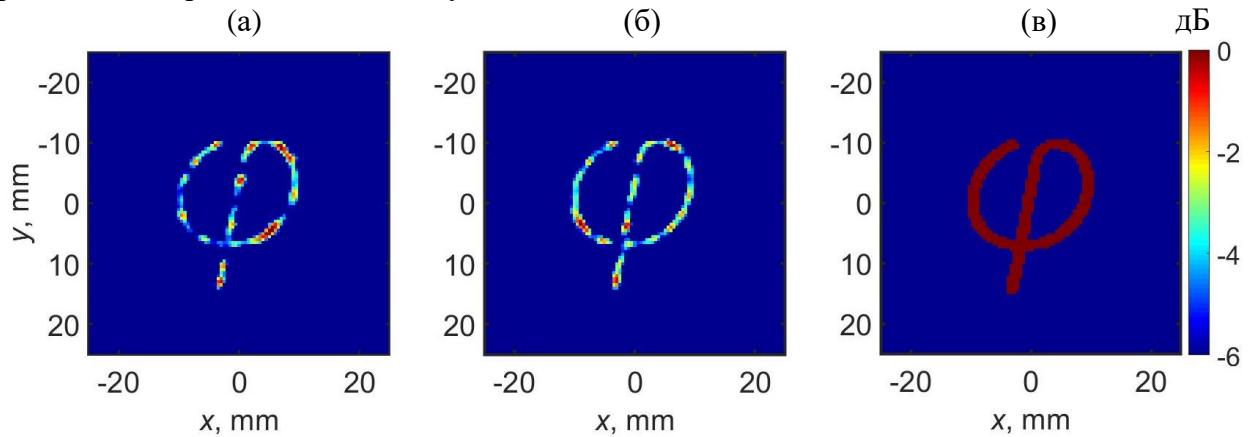


Рис. 3. Расчет маски с использованием поршневого приближения (а), измеренной голограммы (б). Заданное распределение амплитуды давления в плоскости (в).

Отметим, что структура поля в случае использования для расчета масок реальной колебательной скорости поверхности более равномерное и ближе к заданной структуре, хотя различие двух распределений относительно мало (рис. 3в).

Таким образом, в работе продемонстрирован способ создания желаемой структуры поля в пространстве с помощью системы двух связанных фазовых масок. Показано влияние учета голограммы излучателя на создаваемое распределение поля.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-32-90022 и Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина».

ЛИТЕРАТУРА

1. Parfenov V.A., *et al.* // *Advanced healthcare materials*. 2020. P. 2000721–1–2000721–10.
2. Lee J., Lee C., and Shung K.K. // *IEEE*. 2010. V. 57. No. 10. P. 2305 – 2310.
3. Baresch D. and Garbin V. // *PNAS*. 2020. V. 117. No 27. P. 15490-15496.
4. С.А. Цысарь, Д.А. Николаев, О.А. Сапожников // *Акуст. журн.* 2021. Т.67. No 3. С.1–10.
5. Lalonde R.J., Worthington A., and Hunt J.W. // *IEEE*. 1993. V. 40. No. 5. P. 592–602.
6. Brown M.D. // *Appl. Phys. Lett.* 2019. V. 115. No 053701.
7. Canney M.S., Bailey M.R., Crum L.A., Khokhlova V.A., and Sapozhnikov O.A. // *J. Acoust. Soc. Am.* 2008. V. 124. No 4. P. 2406-2420.
8. Sapozhnikov O.A., Tsysar S.A., Khokhlova V.A., and Kreider W. // *J. Acoust. Soc. Am.* 2015. V. 138. No 3. P. 1515–1532.
9. Nikolaev D.A., Tsysar S.A., Khokhlova V.A., Kreider W., and Sapozhnikov O.A. // *J. Acoust. Soc. Am.* 2021. V. 149. No. 1. P. 386–404.
10. Cathignol D., Sapozhnikov O.A., Zhang J. // *JASA*. 1997. V. 101. No 3. P. 1286-1297.
11. Treeby B.E., Jaros J., Rohrbach D., Cox B.T. // *IEEE Intern. Ultr. Symp.* 2014. P. 146–149.

Модификация метода микросейсмического зондирования с использованием частотно-зависимого интервала расчёта

А.С. Нумалов¹, Р.А. Жостков¹, Д.А. Преснов¹
¹Институт Физики Земли РАН им. О. Ю. Шмидта
nartems@bk.ru

Микросейсмические волны постоянно присутствуют в любой точке земной поверхности. Колебания, доходя до поверхности, успевают проходить как приповерхностные слои геологической среды, так и более глубокие. Благодаря этому микросейсмические являются источником информации об особенностях строения геологической среды и о параметрах геологических объектов.

В связи с этим, предпринималось множество попыток извлечь сведения о среде, используя запись микросейсмического сигнала. Однако, микросейсмическое поле двойственно: с одной стороны волны разных типов с конечной длительностью, механизмы распространения известны. С другой стороны, неизвестен процентный состав типов волн, их амплитудные и фазовые характеристики, их продолжительность.

Наиболее развитые в настоящее время методы базируются на анализе кинематических [1] или динамических [2] параметров поверхностной волны рэлеевского типа, которые могут быть определены в результате анализа микросейсмического шума.

В рамках настоящей работы была проведена обработка данных, полученных в ходе опытных экспериментальных геофизических исследований на полуострове Тамань в районе станицы Голубицкой, а также на достаточно изученном сейсморазведкой и бурением объекте в Красноярском крае в районе города Минусинск.

В результате эксперимента с использованием современных автономных сейсмических станций были выполнены профильные измерения шумового фона для обоих опытных профилей. Для полученных данных производилась обработка данных как методом микросейсмического зондирования, так и его модификацией, использующей расчётный интервал, зависящий от частоты [3].

Известно, что микросейсмический шум, проходя сквозь неоднородности геологической среды, подвергаются изменению спектров. Амплитуды соответствующих частот понижаются, если скоростная характеристика неоднородности низкая, и, наоборот, повышается, если скоростная характеристика неоднородности высока. Каждая частота соответствует своей глубине, составляющей половину длины волны, рассчитывающуюся по формуле(1):

$$h=0.5VR(f)/f. \quad (1)$$

- где h – глубина, $VR(f)$ – скорость по дисперсионной кривой, f – частота.

Микросейсмическое поле в таком случае считается состоящим из суммы волн Релея в различных точках изучаемого пространства с различными характеристиками.

Накопленный сейсмический сигнал впоследствии разделяется на интервалы определённой длительности. В ходе полевых экспериментов была определена оптимальная длительность этих интервалов – 5 минут. Важным моментом в методе является именно наличие корреляции между пятиминутными интервалами. В данном случае корреляция спектральной характеристики сигнала на пятиминутных интервалах между собой.

При накоплении, превышающем определённое время, стационарность сигнала нарушается, корреляция между интервалами становится слабее, для достижения прежнего уровня или более высокого, требуется гораздо более продолжительное. Но в

конечном результате, после отбраковки сильно отклоняющихся характеристик, данные будут удовлетворять требованиям взаимной корреляции.

Для этого используют нормировку получаемого спектра с пикета на спектр опорного пункта приёма. Эта нормировка нужна для нивелирования влияния нестационарной компоненты сигнала – постоянная компонента сигнала нормируется на стационарную компоненту, а нестационарная компонента становится незначительной.

Также проводилось исследование статистической ошибки получаемых результатов от длины записи на примере данных для Минусинска и сделан вывод о необходимости минимальной длины записи 2 часа и необходимости уменьшения интервала (Рис.1):

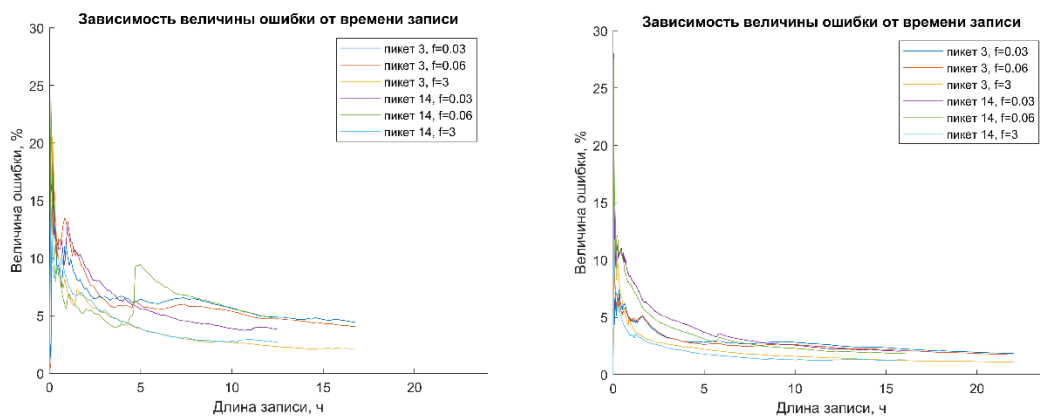


Рис. 1. Сравнение зависимостей ошибки от времени записи (сверху 5 минут, снизу 1 минута).

Важным параметром в методе микросейсмического зондирования является величина интервалов, на которые разделяется запись. В случае фиксированного интервала принято использовать пятиминутный интервал[6].

Однако, при рассмотрении нескольких вариантов продолжительности интервала было выявлено, что такая продолжительность является неоптимальной. Исходя из предположения наибольшей оптимальности наиболее маленького размера длительности интервала (поскольку длина интервала обратно пропорциональна числу интервалов, а числу в свою очередь обратно пропорциональна величина ошибки).

Было подобрано минимально допустимая продолжительность, составляющая 2 периода наименьшей частоты, чтобы в любой произвольно выбранный отрезок времени можно было на записи выделить минимум одно полное колебание.

После чего определялась оптимальная величина интервала, включающая в себя число периодов, начиная с которой величина интересующего параметра отношения интенсивностей сигналов на базовом пикете и на профиле становилась постоянной.

Полученные разрезы по обоим вариантам метода проходили сравнение, по итогам которых был сделан вывод о большей точности новой модификации метода. Кроме того, была разработана методика для автоматического сбора данных конкретно для этой методики.

ЛИТЕРАТУРА

1. Chmiel M. et al. Ambient noise multimode Rayleigh and Love wave tomography to determine the shear velocity structure above the Groningen gas field, *Geophys. J. Int.* – 2019. – V. 218, № 3. – P. 1781–1795.
2. Горбатиков А.В. Пат. РФ № 2271554. Бюллетень изобретений. 2006. № 7.
3. Жостков Р.А., Преснов Д.А., Собисевич А.Л. Развитие метода микросейсмического зондирования // *Вестник Камчатской региональной ассоциации Учебно-научный центр. Серия: Науки о Земле.* – 2015. – Т. 2, № 26. – С. 11–19.

Численное и экспериментальное исследование метода тройной корреляции в задачах акустической локации

А.И. Корольков¹, А.А. Павловский¹, А.С. Шуруп^{1,2}

¹Московский Государственный университет имени М.В. Ломоносова,
физический факультет, кафедра акустики

²Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН
pavlovskiy.aa@physics.msu.ru

В настоящее время находят широкое применение различные методы акустической локации окружающей среды [1, 2]. Наиболее простым в плане технической реализации, и, как следствие, часто используемым на практике является метод эхолокации [3], в рамках которого окружающая среда облучается импульсами специальной формы, после чего принятый сигнал, отраженный от подвижного или движущегося препятствия, регистрируется приемной системой. Корреляционная обработка излученного и принятого сигналов позволяет судить о наличии препятствия, а также оценивать различные характеристики объекта, от которого отразился сигнал, такие как, например, дальности до него, или его скорость. Стандартная (двойная) функция взаимной корреляции излученного $s(t)$ и принятого $s_1(t)$ может быть вычислена следующим образом:

$$S^{(2)}(t_1) = \frac{1}{T} \int_0^T s(t)s_1(t + t_1)dt. \quad (1)$$

В настоящей работе рассматриваются возможности применения в задачах акустической локации тройной корреляции, которая определяется как

$$S^{(3)}(t_1, t_2) = \frac{1}{T} \int_0^T s(t)s_1(t + t_1)s_2(t + t_2)dt, \quad (2)$$

где $s(t)$ – излученный сигнал, $s_1(t)$, $s_2(t)$ – сигналы, зарегистрированные двумя разнесенными в пространстве микрофонами.

Использование тройной корреляции, или ее частотного аналога «биспектра» [4] уже достаточно давно зарекомендовало себя при анализе сигналов в оптике, космологии, океанологии [5]. Этот подход используется, например, для анализа статистических свойств регистрируемых сигналов, их отклонения от нормально распределенного случая. Можно отметить интересное приложение тройной корреляции для контроля возникновения нелинейных процессов, связанных с генерацией гармоник.

Исследования метода тройной корреляции в задачах акустической локации среды в настоящее время является малоизученной, но актуальной задачей. Предполагается, что в этом случае удастся улучшить помехоустойчивость оценок, например, при многолучевом распространении сигнала [6], что может быть полезным при наличии маскирующих рассеивателей.

Особую роль при реализации методов акустической локации играет выбор зондирующего сигнала. При использовании стандартной (двойной) функции взаимной корреляции, как правило, рассматривают широкополосные сигналы большой длительности, чтобы обеспечить приемлемое качество разрешения по дальности и скорости, а также для повышения отношения сигнал/помеха на выходе коррелятора. Примером таких сигналов являются различные псевдошумовые сигналы, среди которых следует выделить последовательности максимальной длины (М-последовательности) [7]. Обычный псевдошумовой сигнал представляет собой последовательность нулей и

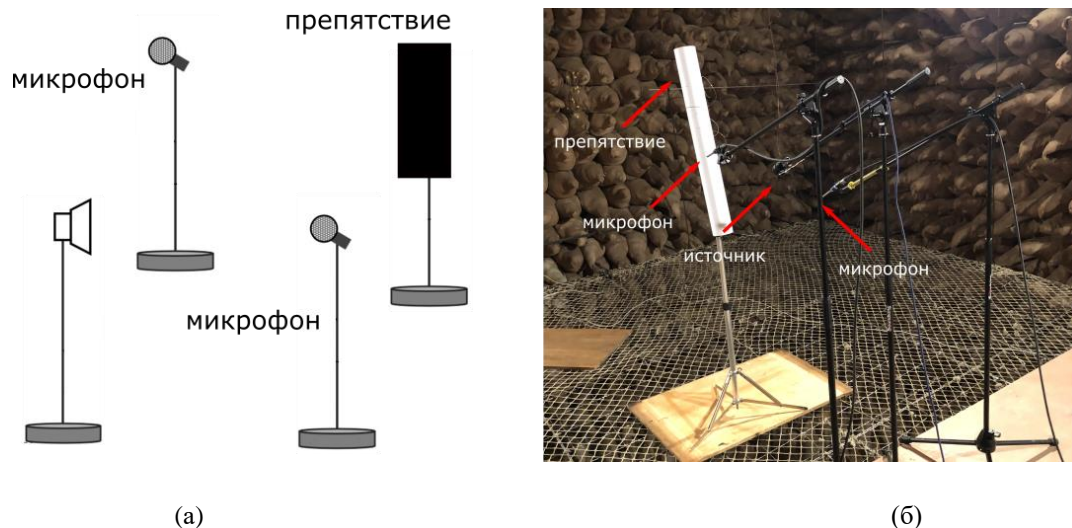


Рис. 1. а) Схема экспериментальной установки для апробации метода тройной корреляции, б) фотография экспериментальной установки в звукозаглушенной камере кафедры акустики физического факультета МГУ.

единиц, сгенерированным таким образом, что его автокорреляционная функция близка к дельта-функции. Преимуществом M -последовательности является то, что ее автокорреляционная функция убывает как $1/N$, где N – количество отчетов последовательности, в отличие от $1/\sqrt{N}$ в случае обычных шумоподобных сигналов. Данное свойство позволяет, в том числе, использовать M -последовательности для прямого измерения импульсного отклика среды. Так, в [8, 9] M -последовательность используется для измерения импульсных откликов пористых материалов. В [10] M -последовательность используется для зондирования среды с потоком.

Выбор оптимального сигнала для реализации метода тройной корреляции с целью определения параметров рассеивателя, или для оценки характеристик среды распространения, является в настоящее время не до конца решенным вопросом. Какой сигнал нужно излучать, чтобы тройная автокорреляционная функция была близка к дельта-функции требует тщательного анализа.

В настоящей работе рассматривается псевдошумовой сигнал, тройная корреляция которого близка к дельта-функции. В рамках численного моделирования и простейшего эксперимента демонстрируются возможности применения этого сигнала в задачах акустической локации.

На первом этапе, в рамках численного моделирования строится псевдошумовой сигнал $c[n]$ (n – номер отсчета), полученный из числовой последовательности $r[n]$, состоящей из случайного набора чисел (1, 2, 3). Для этого рассматривается отображение вида:

$$1 \Leftrightarrow 1; \quad 2 \Leftrightarrow \exp(i2\pi/3); \quad 3 \Leftrightarrow \exp(i4\pi/3), \quad (3)$$

где i – мнимая единица. Отображение (3) переводит исходную тройку натуральных чисел (1, 2, 3) в тройку комплексных чисел на единичной комплексной окружности, соответствующих корню третьей степени из единицы, тем самым формируя сигнал $c[n]$. Тройная корреляционная функция полученной таким образом последовательности $c[n]$ будет иметь максимум в нуле, а в остальных точках иметь значения не превышающие $1/\sqrt{N}$.

Для реализации в эксперименте комплексного псевдошумового сигнала $s[n]$ используется аналитическое представление сигнала. А именно, в качестве зондирующей посылки рассматривается фазоманипулированный сигнал следующего вида:

$$s[l] = \cos\left(2\pi \frac{l}{N_d} + \frac{\pi}{3} \left(r \left\lfloor \left\lfloor \frac{l}{N_d N_p} \right\rfloor \right\rfloor - 2\right)\right), \quad (4)$$

где $\lfloor \cdot \rfloor$ обозначает операцию округления в нижнюю сторону, N_d – число точек на период несущего сигнала, N_p – число периодов на один отсчет манипулирующего сигнала $r[n]$. Сигнал $s[l]$ записывается в цифровом виде и излучается с помощью акустического источника, после чего из зарегистрированных отраженных сигналов извлекается реализация $s[n]$ на основе (4).

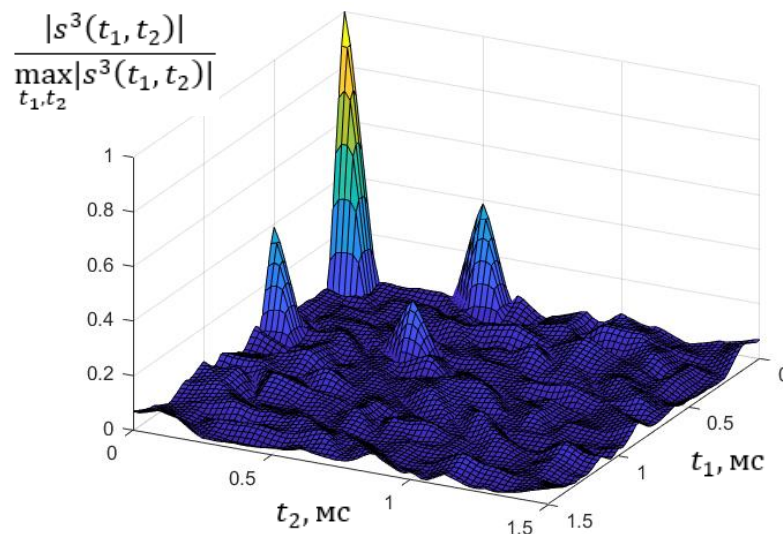


Рис. 2. Модельная функция тройной корреляции сигнала, отраженного от неподвижного объекта.

Построенный псевдошумовой сигнал используется для экспериментальной реализации метода на примере простейшей задачи лоцирования одного неподвижного препятствия. В этом эксперименте рассматривается случай с одним препятствием цилиндрической формы. Антенна представляет собой пару микрофонов и электродинамический источник звука. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1.

Ожидаемый вид функции тройной корреляции, полученный в результате численного моделирования с параметрами, близкими к параметрам эксперимента, приведен на рис. 2. Видно, что модельная корреляционная функция содержит четыре пика: один обусловлен вкладом от прямого сигнала, два пика – вкладом от смеси прямого и отраженного сигналов, и еще один – вкладом только от отраженного сигнала. Последний пик позволяет вычислить расстояние до препятствия, а по двум побочным можно определить его положение относительно измерительных микрофонов.

На рис. 3 представлена функция тройной корреляции, полученная при обработке экспериментальных данных. Использовалась последовательность длины $N=600$, с параметрами $N_d = 6$, $N_p = 5$. Суммарная длительность посылки составила 18000 отсчетов. Частота дискретизации F_s равнялась 48 кГц. Таким образом, частота несущего сигнала составляла 8 кГц. На данном графике наблюдаются два побочных пика, соответствующие дальностям от отражающего объекта до двух приемных микрофонов. Вместе с тем, ввиду малого коэффициента отражения использованного цилиндрического препятствия, пик, соответствующий только отраженному сигналу, практически не

просматривается на фоне шума. Для выделения этого пика требуется увеличить отношение сигнал/помеха на выходе коррелятора, что может быть выполнено, например, за счет увеличения длительности последовательности $s[n]$.

Вопросы выбора оптимальных параметров предложенной в настоящей работе последовательности $s[n]$ для решения тех или иных задач акустической локации определяются конкретными условиями эксперимента и в реальных условиях требуют отдельного, тщательного рассмотрения. Вместе с тем, продемонстрированные в работе теоретические и экспериментальные результаты указывают на принципиальную реализуемость метода тройной корреляции в задачах акустической локации на основе предложенной псевдошумовой последовательности. Требуется дальнейший анализ возможностей и ограничений этого подхода, а также его преимуществ и недостатков по сравнению с традиционными корреляционными методами локации.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-29-06048 мк.

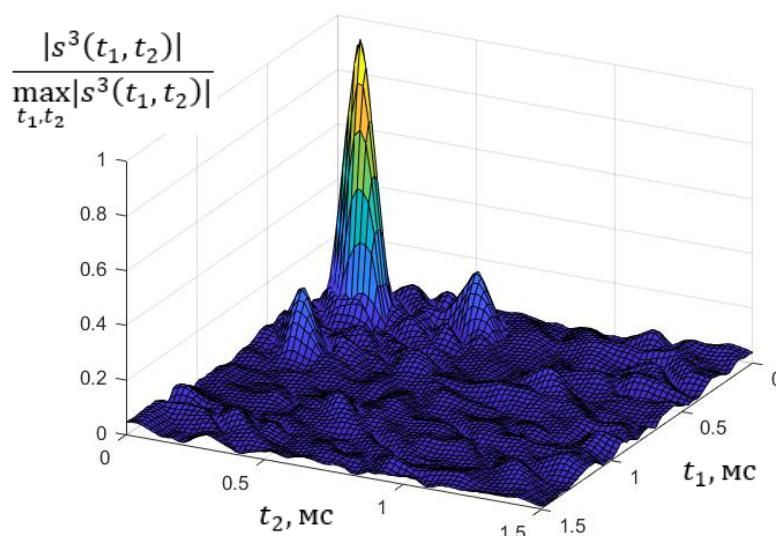


Рис. 3. Функция тройной корреляции, полученная в результате обработки экспериментальных данных.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Farlik et. al. // Sensors. 2019. V.19. No 7. P. 1517.
2. A. Sedunov et. al. // IEEE International Symposium on Technologies for Homeland Security (HST). 2019. DOI: 10.1109/HST47167.2019.9032916
3. J. Borenstein, Y. Koren // IEEE Journal on Robotics and Automation. 1988. V. 4 No 2. P 213–218.
4. C. L. Nikias, M.R. Raghuveer // Proceedings of the IEEE. 1987. V. 75. No 7. P. 869 – 891.
5. A. W. Lohmann et al. // Applied Optics. 1983. V. 22. No 24. P. 4028.
6. J. A. Tague et al. // Circuits Systems and Signal Processing. 1994. V. 13. No 4. P. 455 – 466.
7. G.-B. Stan et al. // Journal of the Audio Engineering Society. 2002. V. 50. No 4. P. 249 – 262.
8. F.J. MacWilliams, N. J. A. Sloane // Proceedings of the IEEE. 1976. V. 64. No 12. P. 1715 – 1729.
9. В. Ю. Валяев, А. В. Шанин // Акустический журнал. 2012. Т. 58. С. 776 – 784.
10. А. А. Белоус и др. // Акустический журнал. 2019. Т. 65. С. 42 – 48.

Акустическая интерферометрия в присутствии интенсивных внутренних волн

В.М. Кузькин¹, С.А. Переселков², Е.С. Казначеева²

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

²Воронежский государственный университет, физический факультет,
кафедра математической физики и информационных технологий

pereselkov@yandex.ru

В работах [1, 2] изложены физические основы интерферометрической обработки гидроакустической информации с применением векторно-скалярных приемников и продемонстрированы ее применения для задач обнаружения и идентификации малозумных источников. Обработка реализует когерентное накопление спектральной интенсивности волнового поля вдоль локализованных полос интерференционной картины (интерферограммы) в переменных частота-время, формируемой широкополосным источником, которая далее подвергается двукратному преобразованию Фурье. Под интерферограммой, понимается квадрат модуля давления в переменных частота-время. На выходе интегрального преобразования спектральная плотность концентрируется в узкой полосе в форме фокальных пятен, обусловленных интерференцией мод различных номеров. Преобразованную спектральную плотность интерферограммы назовем голограммой, а саму обработку – голографической интерферометрией, которая сводится к линейному преобразованию интерферограммы. В [1, 2] принималось, что океаническая среда является однородной, т.е. ее характеристики в пространственно-временной области неизменны. Значительно больше неясного остается о применении голографической интерферометрии в случайно-неоднородных средах, где существенны эффекты пространственно-временной изменчивости. Первым таким ее применением в неоднородных средах следует считать обработку данных эксперимента SWARM-95 [3], когда на стационарной трассе интенсивные внутренние волны (ИВВ) вызывали горизонтальную рефракцию и взаимодействие мод акустического поля источника. Неожиданным оказалось, что голографическая интерферометрия дала возможность разрешить интерферограммы невозмущенного и возмущенного полей, т.е. в отсутствие и при наличии ИВВ [4, 5]. Обычная интерферометрия не позволяет это выполнить. При этом остается открытым принципиально важный вопрос о погрешности реконструирования интерферограммы невозмущенного поля.

Цель данной работы - на основе численного моделирования оценить погрешность восстановления интерферограммы невозмущенного поля в случае, когда ИВВ приводят к горизонтальной рефракции мод.

Интенсивные внутренние волны – гидродинамическое явление, широко распространенное в океанической среде. В мелководных акваториях они представляют собой цуги интенсивных короткопериодных колебаний водной поверхности постоянной плотности, трактуемые как цуги солитонов, которые распространяются в направлении береговой кромки со скоростью $u \sim 0.5-1$ м/с и разделены промежутками затишья $\delta L \sim 10$ км. Согласно экспериментальным данным длина цугов $L \sim 2-4$ км, период $\Lambda \sim 200-400$ м (расстояние между гребнями соседних солитонов), полуширина $\eta \sim 50-150$ м и амплитуда $B \sim 10-30$ м. Цуги солитонов характеризуются: а) анизотропностью в горизонтальной плоскости, радиус кривизны фронта $r \sim 15-25$ км; б) квазисинусоидальностью в направлении распространения, т.е. пространственный спектр узкий; в) синхронностью вертикальных смещений по глубине, что свидетельствует о доминировании первой гравитационной моды. Указанные свойства обуславливают горизонтальную рефракцию звуковых волн источника, если акустическая трасса

расположена под малым углом к волновому фронту цуга солитонов [6, 7]. Примем, что скорость цуга солитонов направлена по нормали к трассе протяженностью x_0 , расположенной вдоль горизонтальной оси x . Трасса направлена вдоль оси x от источника к приемнику, волновой фронт солитонов считается плоским.

Звуковое поле в точке приема рассчитывалось в рамках метода модовых параболических уравнений [6, 7]. Невозмущенный волновод выбран горизонтально-однородным глубиной $H = 70$ м, близким по характеристикам экспериментальному каналу [3]. Рассматривались два диапазона частот: $\Delta f_1 = 100 - 120$ Гц и $\Delta f_2 = 300 - 320$ Гц. Параметры жидкого поглощающего дна: отношение плотности грунта и воды $\rho = 1.8$; для первого диапазона частот комплексный показатель преломления $n_1 = 0.84(1 + i0.03)$, для второго – $n_2 = 0.84(1 + i0.05)$. Расстояние между неподвижными источником и приемником $x_0 = 10$ км. Точечный источник располагался на глубине $z_s = 20$ м, приемник – на глубине $z_q = 45$ м. Импульсы регистрировались с периодичностью 5 с, дискретизация по частоте спектра принимаемого сигнала 0.25 Гц. В качестве модели возмущения выбран цуг ИВВ, состоящий из трех одинаковых солитонов. Параметры солитона: амплитуда $B = 20$ м, ширина $\eta = 200$ м, скорость $u = 0.7$ м/с, период $\Lambda = 250$ м. Ширина фронта возмущения превышает длину трассы. Время наблюдения $T = 20$ мин, за это время возмущение полностью пересекало трассу. В диапазоне частот Δf_1 поле формировалось тремя модами, в диапазоне частот Δf_2 – пятью модами. Разумеется, выбор простой модели цуга солитонов никак не влияет на решение поставленной задачи. Существенно лишь проявление эффекта горизонтальной рефракции за время наблюдения. При выбранной модели спектра интерферограмма невозмущенного поля с точностью до постоянного множителя воспроизводит передаточную функцию волновода.

Результаты моделирования приведены на рис. 1–3. С целью повышения контрастности и информативности на интерферограммах вырезаны средние значения.

Интерферограммы и модули голограмм при пересечении возмущения трассы показаны на рис. 1. На интерферограммах (рис. 1 (а, в)) наблюдаются горизонтальные полосы длительностью $\Delta t = 5.9$ мин, когда трасса расположена между гребнями соседних солитонов, т.е. соответствует периоду цуга $\Lambda = 250$ м. В этом случае звуковое поле концентрируется в направлении трассы, что приводит к тонкой периодической структуре расположения спектральной плотности внутри полос с ярко выраженными фокальными пятнами. Линейные размеры фокальных пятен: $\delta f_1 = 2.5$ Гц, $\delta t_1 = 1.3$ мин – диапазон Δf_1 и $\delta f_2 = 3.5$ Гц, $\delta t_1 = 1.3$ мин – диапазон Δf_2 . Масштабы периодичности максимумов фокальных пятен: $L f_1 = 9.2$ Гц, $L t_1 = 8$ мин – диапазон Δf_1 и $L f_2 = 5.5$ Гц, $L t_2 = 8$ мин – диапазон Δf_2 . Увеличение частоты приводит к возрастанию частотного размера фокальных пятен и уменьшению частотного периода. На голограммах (рис. 1 (б, г)), как и следовало ожидать, расположение спектральной плотности в форме фокальных пятен образует периодическую структуру. С увеличением частоты изменяется временной масштаб, частотный масштаб не меняется. Таким образом, распределение спектральной плотности на интерферограмме и голограмме представляет собой двумерную периодическую структуру. В натуральных условиях, когда цуг состоит из солитонов разной формы и различными параметрами, это, естественно, будет приводить к снижению контрастности интерференционной картины. Механизм расположения фокальных пятен на голограмме делает возможным восстановление интерферограмм невозмущенного и возмущенного полей.

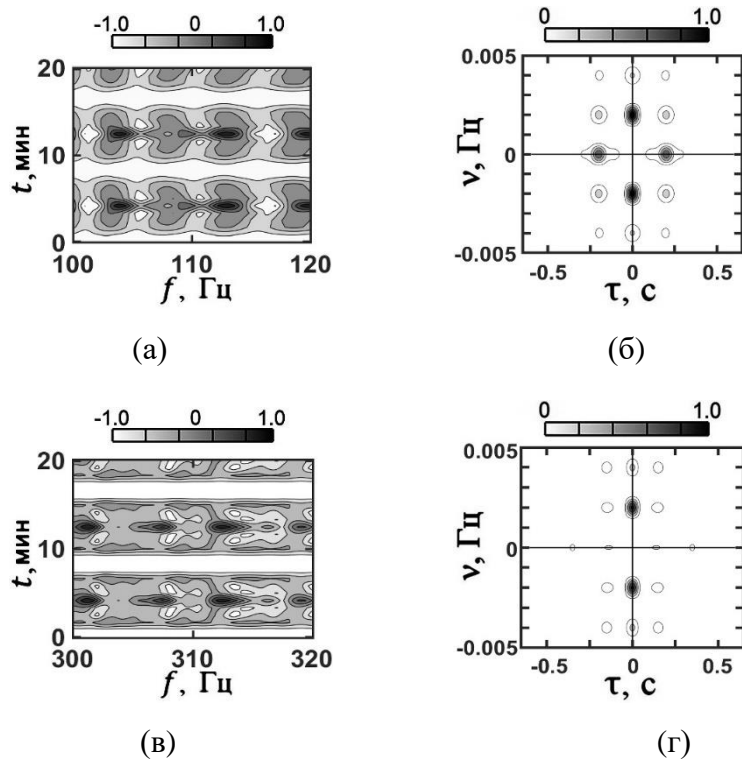


Рис. 1. Нормированные интерферограммы (а, в) и модули голограмм (б, г) при пересечении пучком солитонов трассу: (а, б) – ширина полосы Δf_1 , (в, г) – ширина полосы Δf_2 .

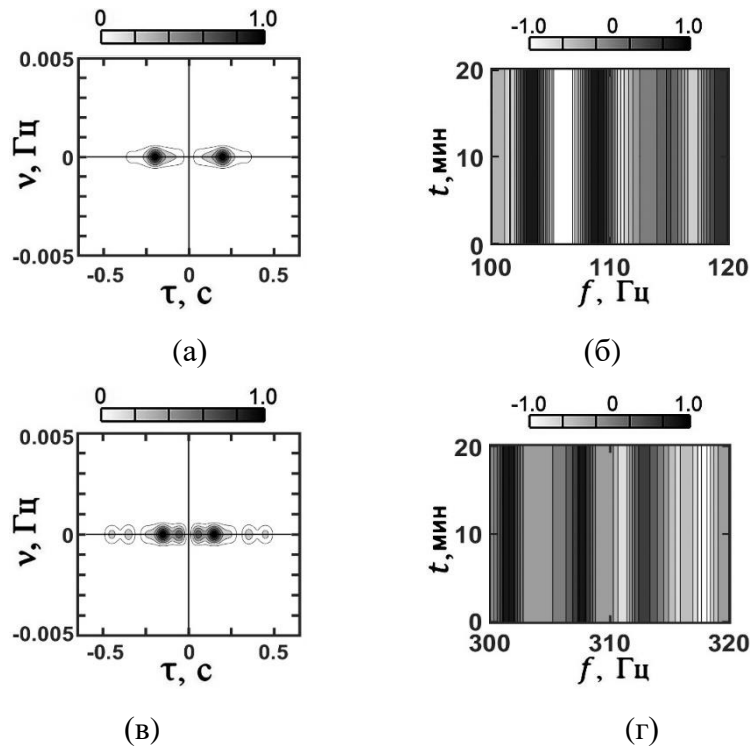


Рис. 2. Нормированные отфильтрованные модули голограмм (а, в) невозмущенного поля и восстановленные по ним интерферограммы (б, г): (а, б) – ширина полосы Δf_1 , (в, г) – ширина полосы Δf_2 .

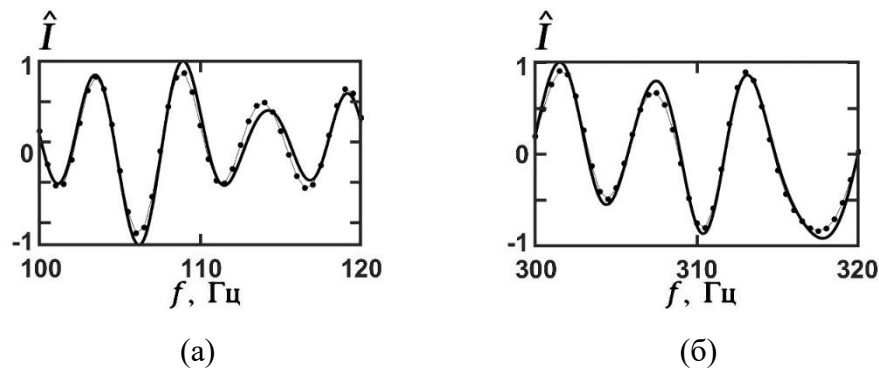


Рис. 3. Зависимость нормированной интерферограммы невозмущенного поля \hat{I} от частоты f в отсутствие солитона (сплошная линия) и реконструированная при его наличии (точки).

Фильтрация спектральных плотностей голограмм невозмущенного поля, сосредоточенных вблизи оси времени, и их образ Фурье приведены на рис. 2. Интерферограммы и расположения локализованных областей на голограмме невозмущенных полей в отсутствие возмущения и восстановленных близки между собой. Максимумы расположения фокальных пятен совпадают. Наиболее ярко близость их интерферограмм иллюстрирует рис. 3. На рис. 3 приведены одномерные нормированные спектральные плотности интерферограмм невозмущенных полей в отсутствие возмущения (сплошная линия) и реконструированные (точки), когда цуг солитонов пересекает трассу.

В условиях горизонтальной рефракции мод акустического поля источника, вызванной цугом солитонов, применяя голографическую интерферометрию, в рамках численного моделирования продемонстрирована возможность восстановления интерферограммы невозмущенного поля. Теоретическое обоснование возможности передачи неискаженного изображения через неоднородную океаническую среду опирается на свойство голограммы формировать непересекающиеся локализованные спектральных плотностей невозмущенного и возмущенного полей. Можно предположить, что голографическая интерферометрия может также найти применение в звукоподводной связи и мониторинге интенсивных внутренних волн, пересекающих акустическую трассу.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ: 19-08-00941, № 19-29-06075 и № 19-38-90326.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Н. Кузнецов и др. // Акуст. журн., 2017. Т. 63. N. 4. С. 449.
2. И. В. Казначеев и др. // Акуст. журн., 2018. Т. 64. N. 1. С. 37.
3. J. R. Apel et al. // IEEE J. Ocean. Eng. 1997. V. 22. P. 465.
4. V. M. Kuz'kin et al. // Phys. Wave Phenom. 2018. V.26. N. 2. P.160.
5. M. Badiéy et al. // Phys. Wave Phenom. **27** (4), 313–319 (2019).
6. Б. Г. Кацнельсон, С.А. Переселков // Акуст. журн. 2000. Т. 46. N. 6. С. 684.
7. Б. Г. Кацнельсон, С.А. Переселков // Акуст. журн. 2004. Т. 50. N. 2. С. 169.

Акустическая визуализация повреждений структуры углепластиков при механической обработке

Ю.С. Петронюк^{1,2}, Т.Б. Рыжова³, В.М. Левин¹

¹Институт биохимической физики им. Н.М. Эмануэля Российской академии наук

²Научно-исследовательский центр уникального приборостроения Российской академии наук

³Центральный аэрогидродинамический институт им. проф. Н.Е. Жуковского

ips7@mail.ru

Механическая обработка полимерных композиционных материалов (ПКМ, углепластиков) широко применяется при формировании элементов авиаконструкций, при проведении ремонтных работ, при изготовлении образцов, предназначенных для оценки прочностных характеристик и свойств материалов, и др. [1-4]. В соответствии с требованиями международных стандартов, распространенность дефектов по длине торцевой поверхности образцов для испытаний углепластика является залогом получения достоверных результатов при проведении различного рода механических испытаний [5]. Требования к качеству механической обработки связаны с минимизацией концентраторов напряжений, что в совокупности определяет уровень прочностных характеристик композитного материала. Среди различных способов механической обработки наиболее широко применяются режущий инструмент и сверление. Для оценки влияния механической обработки на состояние структуры углепластиков применяются методы визуального контроля, наблюдают повреждения в виде трещин и сколов на поверхности образцов [6-9]. Однако опыт показывает, что для слоистых углепластиков характерно образование внутренних расслоений, глубина и размер которых слабо оцениваются визуально с поверхности образцов [10].

Наилучшим методом для оценки поврежденности объемной микроструктуры композита является ультразвуковая визуализация [11,13]. Методом импульсной акустической микроскопии выявляются субмиллиметровые отслоения на глубине до 2-4 мм в зависимости от частоты акустической линзы. Фокусированный высокочастотный ультразвуковой импульс попадает из иммерсионной жидкости в образец, частично отражается от границ слоев углепластика, частично проходит вглубь. Любые несплошности, расслоения или трещины, даже с минимальным углом раскрытия, уверенно обнаруживаются на акустических изображениях. Эхо-импульсы от дефектов могут отличаться по времени задержки, что позволяет дифференцировать их по глубине залегания. В целом акустическая картина позволяет оценивать количество повреждений, их природу (частичное или полное отслоение), определять локализацию разрывов армирующих элементов.

В данной работе метод акустической микроскопии применялся авторами для оценки качества образца, предназначенного для калибровки ультразвуковых дефектоскопов. Калибровочный образец толщиной 6.5 мм был изготовлен из слоистого углепластика на основе пре-прега Hexply M21/34%/UD194/IMA. Эскиз образца представлен на рис. 1. В качестве отражателей в образце были выполнены плоскодонные сверления различного диаметры и глубины. Несквозные отверстия изготавливались с помощью фрезерования. Использовались твердосплавные пальчиковые трехперный фрезы Ø4, 6 и 8 мм, скорость оборотов 1200 об/мин.

Акустическая визуализация была выполнена на сканирующем импульсном акустическом микроскопе, разработанном совместно двумя академическими институтами ИБХФ РАН и НТЦ УП РАН. Акустическая головка представляет собой твердотельную акустическую линзу с пьезоэлектрическим преобразователем на рабочую частоту 25-50, 50-100 и 100-200 МГц. Сканирование производится

прецизионными шаговыми двигателями, с точность позиционирования 5 мкм. Для контроля дефектной структуры в углепластиках использовались акустические объективы в рабочем диапазоне 25-50 МГц и 50-100 МГц с угловой апертурой линзы 16° и 22° и фокусным расстоянием 20 мм и 5 мм, соответственно. Разрешение акустических изображений определялось диаметром фокального пятна в углепластике, шагом сканирования и соответствовало 75 мкм и 30 мкм. Импульсный режим, при котором зондирующий сигнал содержит 1-2 периода, позволял осуществлять эхолокацию с высокой разрешающей способностью ± 100 мкм по глубине.

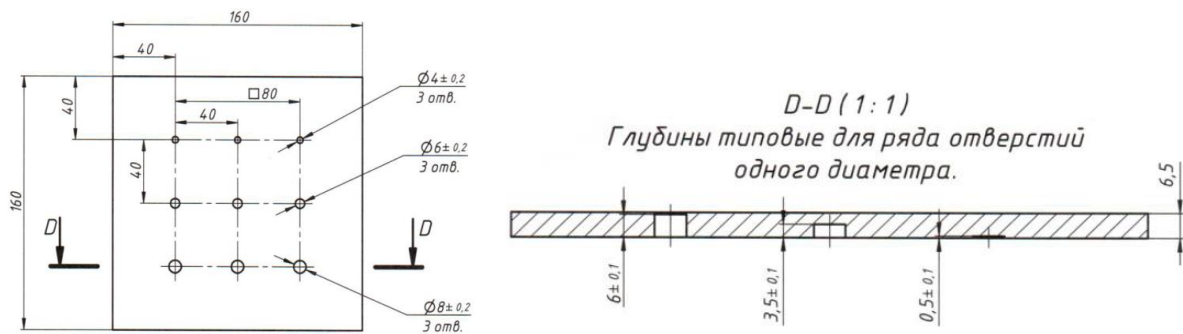


Рис. 1. Внешний вид и схема образца-эталоны

На рис. 2 приведено акустическое изображение плоскодонного отверстия диаметром 8 мм. На В-скане (рис. 2а) показан профиль отверстия глубиной 0.5 мм, для которого отклонение от плоскостности составило 64 мкм. Для отверстий диаметром 4 и 6 мм и той же глубиной (0.5 мм) отклонения были определены как 51 и 63 мкм, что не превышало установленные допуски ± 0.1 мм. На рис. 2б приведено акустическое изображение отверстия глубиной 6 мм. На С-скане наблюдаются расслоения вблизи кромки отверстия, образующиеся в процессе фрезерования. Эти несовершенства при изготовлении калибровочного образца из углепластика не могут быть выявлены визуально из-за ограниченного доступа к кромке. Вероятно, основной причиной их появления является сниженная жесткость тонкого слоя материала, оставшегося после выборки. Отклонение от плоскостности донной поверхности отверстий глубиной 3 мм оказалось значительно меньше, а расслоения не были обнаружены.

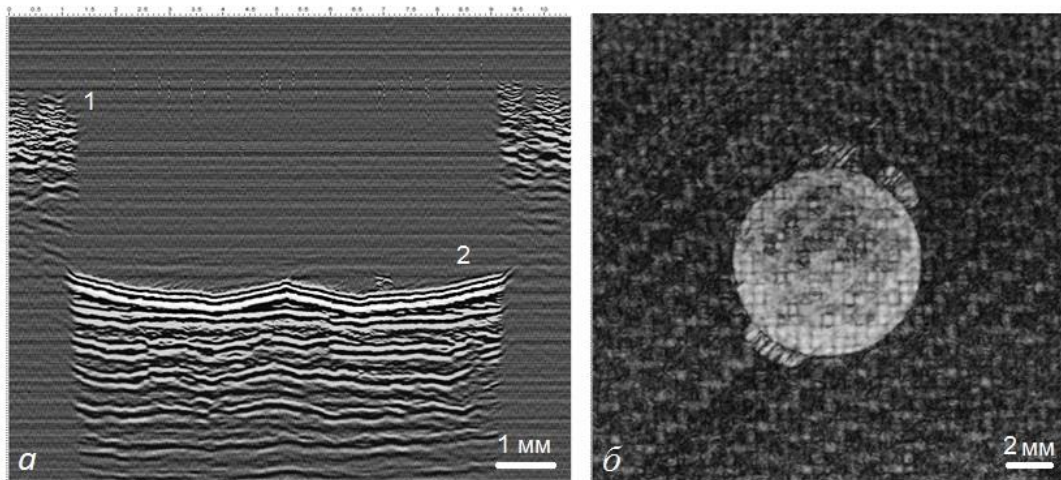


Рис. 2 Контроль качества изготовления отверстий в образце-эталоны из углепластика методом импульсной акустической микроскопии: а) В-скан плоскодонного отверстия диаметром 8 мм глубиной 0.5 мм: 1 – поверхность, 2 – дно отверстия; б) С-скан отверстия диаметром 8 мм и глубиной 6 мм.

Таким образом, результаты представленных экспериментальных исследований показывают, что ультразвуковая микроскопия является высокоэффективным инструментом для экспертной оценки качества механической обработки углепластиков при изготовлении из них образцов для прочностных испытаний, эталонов для неразрушающего контроля, при проведении сборочных и ремонтных работ на изделиях из углепластика с применением режущего инструмента, и др.

Метод позволяет выявлять, отображать, оценивать размеры и глубину залегания внутренних трещин и расслоений вблизи кромки отверстий и срезов на глубине до 4 мм с разрешением до 30 мкм.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№18-29-17039), Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (№1201253306 и №0069-2019-0009).

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Ravishankar and C. Murthy // NDT and E International. 2000. V. 33, No 5. P. 341.
2. V.V. Bolotin // Mechanics of Composite Materials. 2001. V. 37. No 6. P. 367.
3. В.А. Коваленко // Авиационно-космическая техника и технология. 2012. № 4(91). С. 5.
4. Ю.В. Столянков, И.В. Исходжанова, Н.В. Антюфеева // Труды ВИАМ. 2014. № 10. С. 10.
5. International ASTM D5687M-95. West Conshohocken, PA, 2007.
6. А. Е. Раскутин, А. В. Хрульков, Р. И. Гирш // Труды ВИАМ. 2016. № 9.
7. Р.Ю. Мелентьев, В.В. Натальчишин // Труды одесского политехнического университета. 2014. 2(44). С. 27
8. В.М. Петров, О.А. Иванов, А.В. Федосов // Вопросы материаловедения. 2006. Т. 2 (46). С. 85
9. Yiğit Karpat, Burak Değer, Onur Bahtiyar // Journal of Materials Processing Technology. 2012. V. 212. P. 2117
10. Т.Б. Рыжова, и др. // Материалы и технологии нового поколения для перспективных изделий авиационной и космической техники, ВИАМ. 2019. С. 143.
11. K. V. Zakutailov, V.M. Levin, Y.S. Petronyuk // Inorganic Materials. 2010. V. 46. No 15. P. 1655
12. Y S. Petronyuk et al. // Journal of Physics: Conference Series. 2020. 1636. 012005.
13. E.S. Morokov // Composite Structures. 2021 V. 256. No 15. P. 113102

Звуковидение объектов в жидкости с помощью матрицы из акустических волноводов

С.А. Петросян¹, Д.А. Николаев¹, С.А. Цысарь¹, О.А. Сапожников¹, В.Д. Свет²
¹Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет
²Акустический Институт имени академика Н.Н. Андреева
sa.petrosjan@physics.msu.ru

В настоящей работе описывается метод звуковидения объектов в жидкости через матрицу из 130 акустических волноводов, представляющую собой двумерную многоэлементную приемную решетку. Данная технология позволяет получать ультразвуковое (УЗ) изображение объектов, помещённых в жидкость, с разрешением примерно равным поперечному размеру одного элемента матрицы. Метод визуализации основан на передачи УЗ импульса от объекта исследования с одного конца матрицы волноводов, погружённого в исследуемую жидкость, на противоположный, находящийся в среде с контролируемыми и подходящими для работы условиями. Диаметр стальных волноводов был равен 1 мм, что является меньше длины акустической волны и гарантирует, что в волноводах УЗ импульсы, используемые для формирования изображения, будут распространяться как продольные моды низшего порядка с наибольшей скоростью звука по сравнению с остальными модами. При достаточно коротком зондирующем импульсе эти моды могут быть разделены во времени [1].

Метод обработки принятых сигналов основан на голографическом подходе, который обеспечивает полное пространственно-временное восстановление падающего акустического поля, принимаемого волноводной системой. На рис. 1 представлена матрица из 130 стальных волноводов длиной 415 мм и диаметром 1 мм, каждый стальной стержень имеет термостойкую стекловолоконную оплётку, что позволяет использовать данную многоканальную приёмную решетку при высоких температурах, а также уменьшает кросс-ток акустического сигнала между волноводами [2].

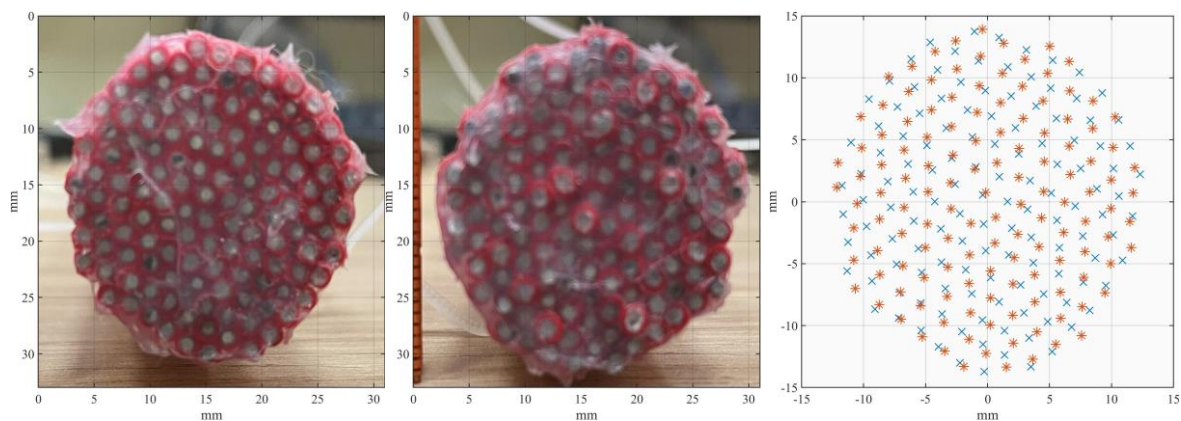


Рис. 1. Матрица из 130 акустических волноводов, вид с торцов, и координаты точек.

Для корректного восстановления УЗ изображения объекта в воде необходимо также знать относительное положение концов волноводов в пространстве, для этого были сделаны качественные фотографии торцов матрицы на фоне линейки, и задавалось эталонное значение расстояния в миллиметрах. Обработка фотографий и определение поперечных координат торцов волноводов проводилось в программе MATLAB.

ПОЛУЧЕНИЕ УЛЬТРАЗВУКОВОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ

В настоящей работе восстановление изображения проводилось методом акустической голографии [3]. Голографическое восстановление рассеянного поля производилось в несколько этапов. Зарегистрированные акустические сигналы на торцах матрицы фильтровались и, выделялись сигналы, которые соответствовали быстрой продольной моде. На следующем этапе проводилась корректировка фазы импульса на каждом канале с учётом длины волноводов. После этого данный сигнал соответствовал сигналу на входном торце с поперечными координатами, которые были определены из обработки фотографий торцов матрицы. Далее с использованием интеграла Рэля или метода углового спектра проводилось численное обратное распространение каждой спектральной составляющей ω от входного конца волноводной матрицы до пространственной области построения изображения [4,5,6].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Для экспериментального подтверждения предложенного алгоритма были проведены измерения акустического поля в дегазированной воде с использованием многоканальной волноводной матрицы для визуализации нанесённых неоднородностей на поверхности акустического излучателя. УЗ импульс создавался акустическим одноэлементным излучателем с резонансной частотой 1.072 МГц, апертурой 100 мм и фокусным расстоянием 70 мм. Неоднородности формировались нанесением на его поверхность поглощающего ультразвук пластилина в виде фигуры определенной формы (рис. 2). Сигнал состоял из 13 циклов с частотой 1.072 МГц и периодом следования импульсов равным 3 мс.

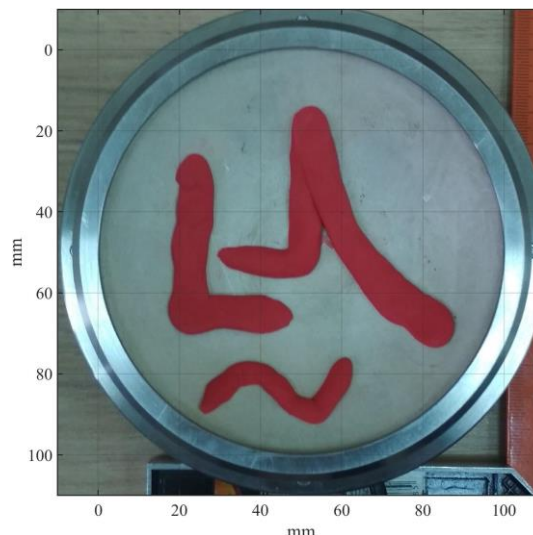


Рис. 2. Фокусированный УЗ излучатель с нанесённым на поверхность пластилином.

Центр входного торца матрицы волноводов располагался вдоль оси излучателя и был удалён на 11 мм от фокуса. Регистрация акустического поля на выходе из матрицы осуществлялась игольчатым гидрофоном (HNA-0400, ONDA corp., США) на удалении 7 мм параллельно плоскости конца матрицы. Сканирование проводилось путём последовательного помещения гидрофона в узлы сетки размером 60x60 мм и шагом 0.5 мм. Во время процедуры синтеза апертуры движение горизонтально ориентированного гидрофона осуществлялось с помощью системы трехмерного позиционирования (UMS3, Precision Acoustics, Ltd., Великобритания). В каждом узле

сетки сканирования форма электрического сигнала, получаемого с гидрофона после предусилителя, регистрировалась осциллографом (TDS5054, Tektronix, Inc., США), усреднялась 100 раз для уменьшения шума, а затем передавалась в компьютер для последующей обработки. Процедура измерения была автоматизирована с использованием программы, написанной в среде LabView. Записанные сигналы были сохранены в компьютере и затем обработаны в программе, созданной в среде MATLAB.

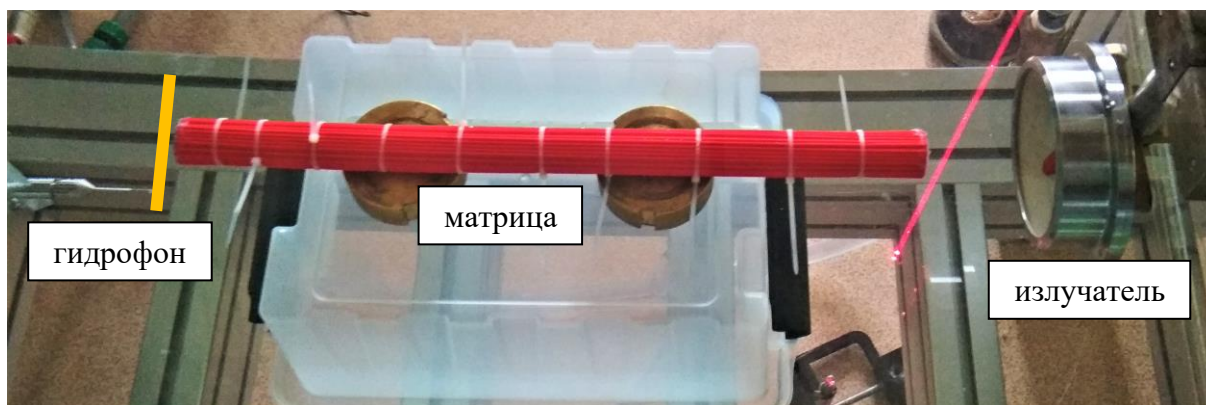


Рис. 3. Схема эксперимента по визуализации неоднородностей на поверхности излучателя, лазерный луч расположен в фокальной плоскости излучателя, желтой линией показана плоскость сканирования гидрофона.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Обработка голограммы УЗ поля позволяет определить реальную пространственно-временную структуру акустического поля в интересующей области. В данной работе было проведено восстановление акустического поля вблизи искусственно созданных рассеивающих объектов, размещенных на поверхности излучающего преобразователя, с использованием предложенного волноводного метода регистрации поля. После обработки принятых сигналов было получено УЗ изображение рельефа поверхности акустического излучателя. Показано, что данная система позволяет получить изображение объектов, помещённых в жидкость.

ЛИТЕРАТУРА

1. S.A. Tsysar et al. // Proc. Mtgs. Acoust. 2018. V. 35, 055001.
2. S.A. Petrosyan et al. // Proc. Mtgs. Acoust. 2019. V. 38, 055014.
3. O.A. Sapozhnikov et al. // J. Acoust. Soc. Am. 2015. V. 138. No 3. P. 1515.
4. С.А. Цысарь и др. // Труды школы-семинара «Волны-2018». Акустика неоднородных сред. С. 71-74.
5. С.А. Петросян и др. // УЗФФ. 2020. No 1, 2011501.
6. S.A. Tsysar et al. // Proc. Mtgs. Acoust. 2017. V. 32, 030013.

Оценка коэффициента усиления вертикальной антенны в случайно-неоднородном подводном звуковом канале: влияние положения элементов антенны в канале

А.И. Малеханов, А.В. Смирнов

Институт прикладной физики Российской академии наук (ИПФ РАН)

lexsmial@ipfran.ru

Для определения эффективности работы протяженной антенной решетки (АР) в реальном океаническом волноводе требуется рассмотреть множество различных аспектов задачи. Вопрос о положении антенны в волноводе и ее работы достаточно хорошо освещен, однако при заранее выбранных методах обработки (в том числе оптимальных при [1-4]) и неизменном сигнально-помеховом сценарии можно оптимизировать положение АР в канале распространения, изменить ее геометрические размеры и структуру (неэквидистантность ее элементов) с целью повышения коэффициента усиления (выигрыша) – критерия эффективности её работы.

В этой работе продолжено изучение [5-6] влияния положения элементов АР при постоянном модовом спектре сигнала и сильного анизотропного шума (собственные шумы океана, описываемые моделью [7]). По отношению к работам [5-6] (изучено влияние эффектов в идеальном зеркальном волноводе) проведено исследование ортогональных свойств мод на приемной АР в реалистичном океаническом волноводе на примере каналов мелкого и глубокого морей. Рассмотрено влияние отклонения АР от вертикали на изменение выигрыша. Проведено сравнение выигрыша АР при последовательной настройке весового вектора на каждую из мод волновода G_m с выигрышем при оптимальной линейной обработке G_{lin} и квадратичной обработке G_{opt} .

Пространственные распределения на входе АР полезного сигнала \mathbf{s} и шума \mathbf{n} формируются конечным числом M мод дискретного спектра:

$$\mathbf{s} = \sum_{m=1}^M a_m \mathbf{u}_m, \quad \mathbf{n} = \mathbf{n}_0 + \sum_{m=1}^M b_m \mathbf{u}_m \quad (1)$$

где векторы \mathbf{u}_m –модовые векторы, \mathbf{a}_m и \mathbf{b}_m – модовые амплитуды сигнала и помех, соответственно; \mathbf{n}_0 –пространственно-белый шум единичной мощности (например в каналах АР). Модель (1) позволяет продвинуться далеко в плане анализа задач обработки, специфичных для вертикальных АР. Особый интерес представляют ситуации, когда сигнал и помехи формируются достаточно большим количеством мод, а распределения их интенсивностей по модам существенно различны. В этой ситуации можно ожидать значительного выигрыша АР при «правильной» фильтрации мод сигнального поля.

Опуская промежуточные матричные преобразования, связанные с переходом из «пространства элементов АР» размерности N в «модовое пространство» размерности M , приведем общие выражения для выигрышей:

$$G_m = \frac{(\mathbf{Q}\mathbf{M}_S\mathbf{Q})_{mm}}{(\mathbf{Q}\mathbf{M}_N\mathbf{Q})_{mm} + \mathbf{Q}_{mm}} \times \frac{\langle \mathbf{b}^+ \mathbf{Q} \mathbf{b} \rangle + N}{\langle \mathbf{a}^+ \mathbf{Q} \mathbf{a} \rangle}, \quad G_{lin} = \frac{\lambda_1 \text{Sp} \mathbf{R}_{Noise}}{\text{Sp} \mathbf{R}_S}, \quad G_{opt} = \frac{\text{Sp}^{1/2} \left((\mathbf{R}_{Noise}^{-1} \mathbf{R}_S)^2 \right) \text{Sp} \mathbf{R}_{Noise}}{\text{Sp} \mathbf{R}_S} \quad (2)$$

Здесь размерность всех матриц и векторов определяется величиной M ; $\mathbf{M}_S = \langle \mathbf{a} \mathbf{a}^+ \rangle$ и $\mathbf{M}_N = \langle \mathbf{b} \mathbf{b}^+ \rangle$ – матрицы взаимных корреляций модовых амплитуд сигнала и помех, соответственно; \mathbf{Q} – матрица ортогональности модовых векторов, которую можно интерпретировать как матрицу разрешающей способности АР в модовом пространстве;

$\mathbf{U}=[\mathbf{u}_m]$ – матрица модовой структуры волновода, состоящая из M векторов-столбцов \mathbf{u}_m ; S_p – след матрицы; \mathbf{R}_s , \mathbf{R}_N , $\mathbf{R}_{\text{Noise}}$ – матрица пространственной корреляции сигнала, помехи, всех шумов соответственно; λ_1 – максимальное собственное значение матрицы $\mathbf{R}_{\text{Noise}}^{-1}\mathbf{R}_s$. В предельном случае, когда плотная АР перекрывает весь волновод, матрица \mathbf{Q} становится диагональной, что отвечает случаю полного разрешения модовой структуры. Когерентные свойства полезного сигнала, создаваемого удаленным точечным источником, моделируются нами на основе параметрической модели матрицы межмодовых корреляций, содержащей некоторый внутренний масштаб.

Моделирование проведено нами для простейшего случая диагональной матрицы \mathbf{M}_s межмодовых корреляций сигнала в случае низкомодового и среднемодового сигнала $\langle |a_m|^2 \rangle$ с модовым спектром интенсивности в виде гауссовской кривой (m_0, σ). Шумы океана не имеют взаимных корреляций по модам в силу множественности их источников, а интенсивности $\langle |b_m|^2 \rangle$ рассчитывались согласно выражениям из работы [7]. Расчеты в случае мелкого моря (глубина дна $H=100$ м) проведены для канала с постоянной скоростью звука $c(z)=1500$ м/с открытым к поверхности (условия зимы на Баренцевом море) и дном в виде жидкого полупространства. Продольная и поперечная скорость звука в дне $c_t=1800$ м/с и $c_t=0$ м/с соответственно, декремент затухания 0.2 дБ/(км*Гц). Антенна настроена на частоту $f_0=300$ Гц (длина волны $\lambda=5$ м), верхний элемент размещен на глубине $z_1=2.5$ м. Плотности воды и жидкого дна составляют 1 и 2 г/см³ соответственно. Число мод дискретного спектра $M=22$. Здесь и далее входное ОСШ на элементе АР по отношению к анизотропному модовому шуму составляет -30 дБ, а к собственным шумам АР («белый» шум) 6 дБ. Результаты расчета мод и спектра волновых чисел получены с помощью программы The Kraken Normal mode Program.

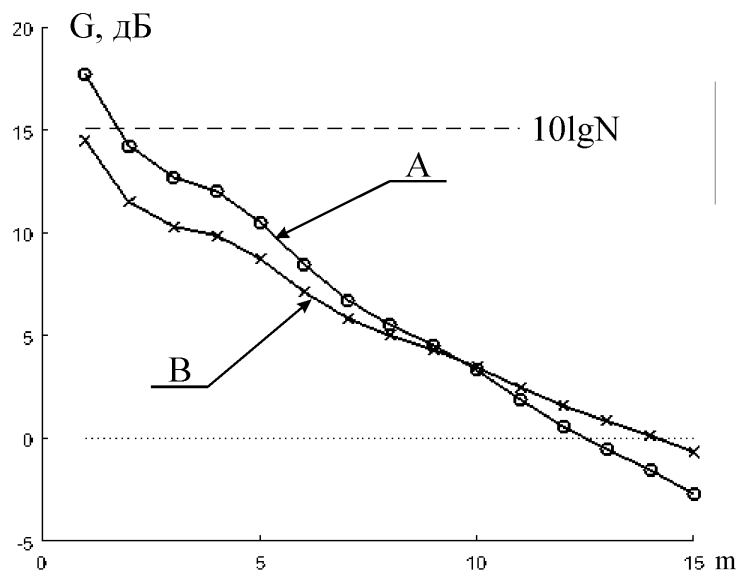


Рис. 1. Зависимость выигрыша G_m "перекрывающей" мелководный канал АР ($N=32$, $d=\lambda/2$) в случае приема низкомодового ($m_0=1$, $\sigma=10$ — «А») и среднемодового ($m_0=10$, $\sigma=10$ — «В») сигнала на фоне анизотропного сильного модового шума (ОСШ -30 дБ) от номера моды.

Мы демонстрируем на рис. 1 дополнительный выигрыш G_m плотно заполненной элементами "перекрывающей" канал АР ($N=32$, $d=\lambda/2$, длиной $L_a=77.5$ м), связанный с разделением модовых спектров сигнала и шума (также показано на примере других каналов [5-6]). При этом разница с величиной выигрыша при оптимальных методах обработки не превышает 1 дБ. Таким образом, прием низкомодового сигнала на фоне высокомодового шума дает выигрыш, не связанный с геометрией АР, и в дальнейшем мы рассматриваем этот сигнально-помеховый сценарий.

Отклонение АР от вертикали за счет относительного смещения отдельных ее элементов из-за течений или движения судна, к которому закреплена антенна, приводит к изменению величины выигрыша G_m за счет укорачивания апертуры и увеличение плотности её заполнения элементами. Для обнаружения этого эффекта мы рассмотрели идеализированный случай отклонения: АР отклоняется как целое, не меняя форму и сохраняя межэлементное расстояние d . В результате моделирования отклонения АР ($N=32$, $d=\lambda/2$) получена зависимость ее выигрыша (максимального G_m , G_{lin} и G_{opt}) от угла отклонения. При незначительных углах ($< 30^\circ$) изменение величин не превышало 1 дБ. Однако, в зависимости от частоты приема, точки закрепления верхнего элемента и типа канала может быть найден такой угол отклонения (обычно $< 50^\circ$ – 60°), при котором достигаемые выигрыши становятся максимальными, что приводит нас к выбору межэлементного расстояния эквиваленту короткой вертикальной АР с тем же N . При больших углах АР теряет свои направленные свойства, моды становятся не ортогональными. На рис. 2 проиллюстрирована зависимость выигрыша G_m АР ($N=16$) от номера моды при разной степени перекрытия канала. Во-первых мы видим, что существуют моды m^* с максимальным G_m в случае разных межэлементных расстояний, что связано с неортогональностью этих низких мод (например, $m^*=2$ для $d=\lambda/2$) с соседними энергонесущими модами сигнала и с ортогональностью с высокими модами шума. Во-вторых, эти максимальные G_m уступают G_{lin} и G_{opt} не более, чем на 1 дБ, что означает квазиоптимальность выбора весового вектора. В-третьих, по мере увеличения межэлементного расстояния (уменьшения угла отклонения для АР с $d=\lambda$) растет значение максимального выигрыша, что и видно в иерархии кривых "А-В-С". Тем не менее оптимальное межэлементное расстояние соответствует $d \approx 0.62\lambda$ (отклонение на 52° для АР с $d=\lambda$), и, не смотря на меньшие значения G_{lin} и G_{opt} по сравнению с нулевым углом, $G_{m=2}$ составляет 16.7 дБ, что выше на 1 дБ, чем достигает G_m $d=\lambda$.

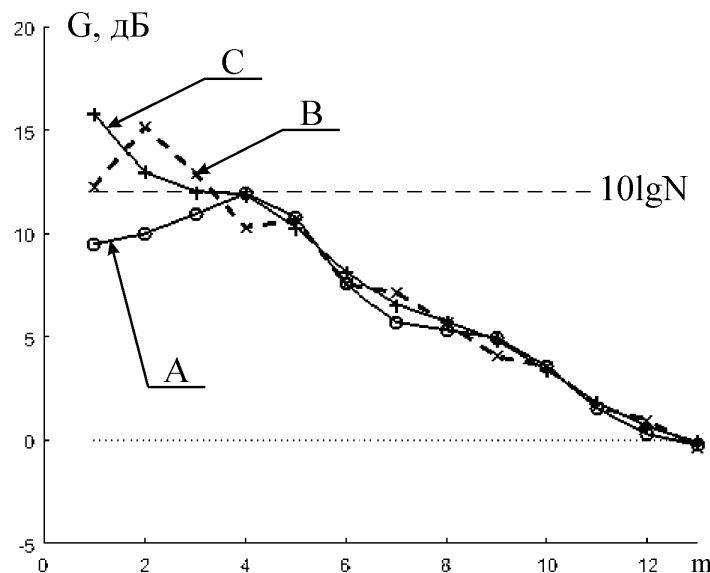


Рис. 2. Зависимость выигрыша G_m АР ($N=16$) с настраиваемым межэлементным расстоянием ($d= \lambda/4$ – «А», $d= \lambda/2$ – «В» и $d= \lambda$ – «С») в тех же условиях, что и на рис. 1 при приеме низкомодового сигнала.

Моделирование также проведено для глубокого моря на примере черноморского канала с глубиной водного слоя $H \approx 1000$ м: с промеренным профилем скорости звука до 300 м ($c(0)=1504,95$ м/с, ось канала $c(74)=1464,35$ м/с, $c(300)=1473,76$ м/с, $c(z>300)$ – линейная экстраполяция, плотность $1,0115$ г/см³) и дном в виде жидкого полупространства с теми же параметрами. Число мод дискретного спектра $M=232$.

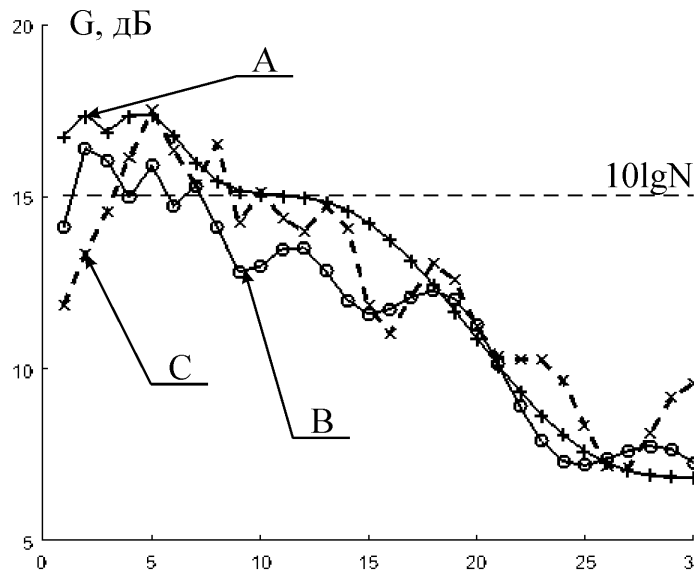


Рис. 3. Зависимость выигрыша G_m АР ($N=32$, $d=\lambda/2$) в канале глубокого моря при приеме низкомодового сигнала на фоне сильного анизотропного модового шума на разной глубине погружения верхнего датчика АР ($z_1=2.5$ м – «А», $z_1=80$ м – «В» и $z_1=157.5$ м – «С»).

На рис. 3 показано изменение выигрыша АР G_m от номера моды при перемещении АР как целого ($N=32$, $d=\lambda/2$, $L_a=77.5$ м) в канале глубокого моря. При погружении АР, настроенной на моды волновода, максимальный выигрыш G_m меняется с увеличением номера моды. Это связано с ортогональностью сигнальной моды в заданной области канала с помеховыми модами и частичной неортогональностью с соседними сигнальными модами. Смещение максимума также обусловлено тем, что высокоэнергетические низкие моды сигнала при смещении АР на достаточную глубину становятся неортогональными шумовым модам с высокими номерами. Отличие от оптимальной квадратичной обработки G_{opt} не превышает 2 дБ.

Таким образом, показано, что положение элементов антенны в канале является фактором, существенно влияющим на величину достигаемого выигрыша, что указывает на возможность специального выбора положения антенны для его повышения.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 20-19-00383.

ЛИТЕРАТУРА

1. Малеханов А.И., Таланов В.И. // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 5. С. 891.
2. Малеханов А.И. // Акуст. журн. 1992. Т. 38. № 5. С. 898.
3. Вдовичева Н.К. и др. // Акуст. журн. 1997. Т. 43. № 6. С. 769.
4. Gorodetskaia E.Yu. et al. // IEEE J. Ocean. Eng. 1999. V. 24. № 2. P. 156.
5. Лабутина М.С., Малеханов А.И., Смирнов А.В. // Ученые зап. физ. фак-та МГУ - 2017. № 5. 1750121.
6. Лабутина М.С., Малеханов А.И., Смирнов А.В. / СПб.: Труды XV Всероссийской конференции "Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики" - 2020. – С. 349.
7. Kuperman W.A., Ingenito F. Spatial correlation of surface generated noise in a stratified ocean // J. Acoust. Soc. Am. 1980. V. 67. № 6. P. 1988-1996.

Исследование нарушений периодичности структуры углепластиковых композиционных материалов лазерно-ультразвуковым методом

Ю.Г. Соколовская¹, Н.Б. Подымова¹, А.А. Карабутов¹

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет Москва, Россия

yu.sokolovskaya@mail.ru

В настоящее время актуальной задачей является разработка методов неразрушающего контроля структуры полимерных композиционных материалов, в частности, углепластиков. Такие материалы находят широкое применение в промышленности, например, в виде силовых элементов самолетных конструкций. Однако присутствующие в них нарушения структуры (дефекты) могут значительно уменьшать прочность конструкции и привести к уменьшению срока ее эксплуатации. Дефекты в углепластиковых материалах могут образовываться уже в процессе производства материала из-за нарушения условий изготовления. Типичными примерами таких дефектов являются поры и зазоры между лентами волоконной ткани.

Углепластиковый композит представляет собой периодическую структуру, образованную чередующимися слоями углеродной ткани и полимерного связующего. Из-за неточностей выкладки углеродных лент при производстве в слоях ткани могут образовываться зазоры, в которые при пропитке попадает связующее. После отверждения материала на местах таких зазоров присутствуют каналы, заполненные полимерной матрицей. Таким образом, в этих местах возникает нарушение периодичности композитной структуры – отсутствие строгого чередования слоев ткань-волокно-ткань. Это ведет к ухудшению прочностных и усталостных свойств материала.

Для обнаружения зазоров в слоях углеродной ткани в настоящей работе предлагается использовать метод, основанный на лазерном возбуждении широкополосных зондирующих импульсов продольных акустических волн. Основными достоинствами лазерных источников ультразвука являются большая амплитуда и малая длительность ультразвуковых зондирующих сигналов. Данный метод позволяет получать зависимости коэффициента затухания $\alpha(f)$ и фазовой скорости ультразвука $C(f)$ в широком частотном диапазоне от долей до десятков мегагерц. Частотные зависимости $\alpha(f)$ и $C(f)$ будут нести в себе информацию об особенностях структуры исследуемого композита, в том числе о ее периодичности. Целью данной работы является обнаружение зазоров между лентами углеродной ткани в углепластиковых материалах с помощью лазерно-ультразвукового метода.

Известно, что в спектрах пропускания периодических слоистых структур наблюдаются полосы прозрачности и непрозрачности, при этом вблизи полос непрозрачности величина коэффициента затухания ультразвука резко возрастает [2]. Пространственный период и соотношение акустических импедансов слоев определяют значение частоты, соответствующей центру полосы непрозрачности. Зависимость коэффициента затухания от частоты $\alpha(f)$ в случае бездефектного слоистого материала-углепластика имеет экстремум (максимум), координата и амплитуда которого зависят от толщины слоев углеродного волокна и полимерной матрицы, а также от соотношения их акустических импедансов. Отметим, в случае очень близких импедансов слоев и высокой адгезии явно выраженного максимума может и не быть. Наличие в такой структуре дефектов ведет к нарушению ее периодичности и появлению локальных экстремумов – пиков пропускания внутри полос непрозрачности [3]. Таким образом, зазоры, возникающие в слоях углеродной ткани при ее неточной выкладке, будут нарушать периодичность структуры материала и вызывать появление локального минимума

внутри резонансного пика $\alpha(f)$, т.е. кривая $\alpha(f)$ будет иметь два максимума и один минимум вместо одного максимума (см. рис).

Спектр акустического импульса, прошедшего через композит известной толщины h определяется как:

$$S(f) = S_0(f) \exp(-\alpha(f)h), \quad (1)$$

где $S_0(f)$ амплитудный спектр зондирующего сигнала, $\alpha(f)$ – коэффициент затухания ультразвуковых волн. Отсюда можно определить коэффициент затухания продольных акустических волн в материале. Исследованный углепластиковый объект представлял собой плоскопараллельный участок стрингерной панели. Используемая в работе экспериментальная установка состоит из Nd:YAG лазера для возбуждения оптико-акустических зондирующих импульсов, оптико-акустического преобразователя (с косвенной схемой регистрации акустических сигналов) и осциллографа. Излучение лазера доставлялось в преобразователь с помощью оптического волокна. Схема преобразователя показана на рис. 1. Цифрами 1 и 2 на рис.1 показаны импульсы, отраженные от передней и тыльной поверхностей исследуемого объекта и регистрируемые пьезоприемником. Локальность тестирования составляла 2 мм и определялась диаметром ультразвукового зондирующего пучка, который, в свою очередь, определялся диаметром лазерного пучка, попадающего на поверхность оптико-акустического источника.

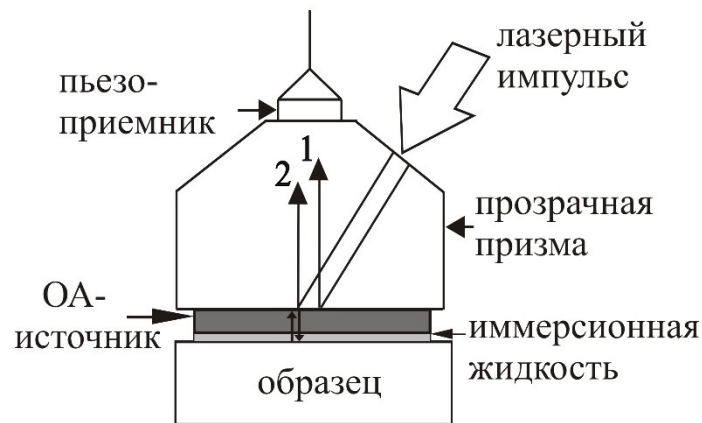


Рис. 1. Схема оптико-акустического преобразователя.

На рис. 2 приведен пример коэффициентов затухания для двух областей с нарушениями периодичности (зазорами) и одной области без нарушения периодичности.

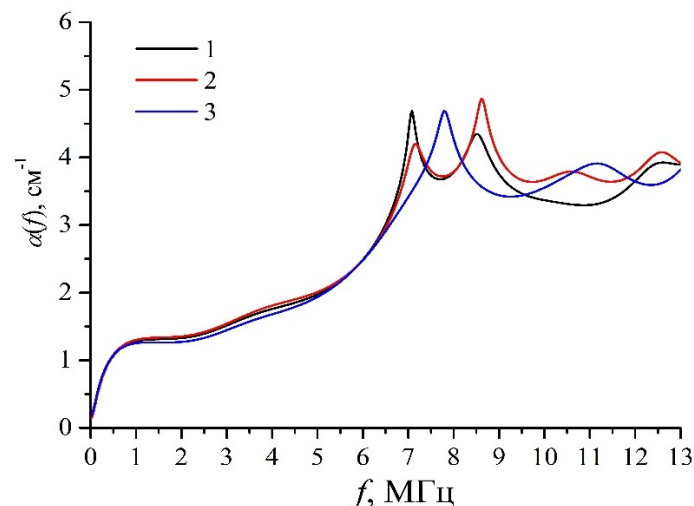


Рис. 2. Примеры частотных зависимостей коэффициентов затухания ультразвука: 1,2 – области с зазорами, 3 – область без зазоров.

Из рис. 2 видно, что для областей с дефектами внутри резонансного пика коэффициента затухания действительно образуются локальные минимумы, вызванные нарушениями периодичности структуры композита. Сканирование образца или участка конструкции с помощью преобразователя позволит таким способом также определить и направление данного зазора в плоскости укладки углеродной ткани. Таким образом, по изменению структуры резонансного пика затухания можно судить о наличии нарушения укладки углеродной ткани в исследуемой области.

Данный метод может быть использован как для контроля тестовых образцов углепластиков, так и для исследования реальных композитных конструкций.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Э. Гусев, А.А. Карабутов “Лазерная оптоакустика ” М.: Наука, 1991.
2. А.А. Карабутов, Н.Б. Подымова, И.О. Беляев // Акуст. журн. 2013. Т. 46. №4. С.509.
3. А.А. Карабутов и др. // Акустический журнал. 2000. Т. 46. №4. С.509.

Влияние эффекта рефракции на величину фазовой задержки при фокусировке ультразвука через кости черепа

О.В. Солонцов, П.Б. Росницкий, В.А. Хохлова

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
solov1938@gmail.com

В последние годы методы неинвазивной ультразвуковой хирургии успешно применяются для локального воздействия в нейрохирургии (рис. 1а) [1, 2]. При этом кости черепа остаются серьезной преградой на пути ультразвука, приводя к искажению и расфокусировке ультразвукового пучка. Чтобы скомпенсировать возникающие aberrации, используются многоэлементные фазированные решетки с возможностью варьирования фазы на каждом из элементов решетки независимым образом. Для решения задачи коррекции aberrаций активно развиваются различные дифракционные модели, учитывающие толщину, внутреннюю структуру черепа и генерацию в нем сдвиговых волн [2, 3]. В клинических условиях используется геометрический подход, который заключается в компенсации набегов фазы при прохождении костей черепа лучом, соединяющим точку фокуса и центр излучающего элемента [1]. При этом не учитывается преломление луча на границе внешней контактной среды, черепа и мягких тканей мозга. Возникает вопрос о влиянии эффекта рефракции при фокусировке пучка через кости черепа, поскольку это может потенциально помочь улучшить существующий алгоритм коррекции aberrаций. Целью работы было сравнение величин фазовых задержек при фокусировке через череп в центр кривизны решетки с учетом и без учета рефракции (рис. 2а). Задача решалась в двумерной постановке.

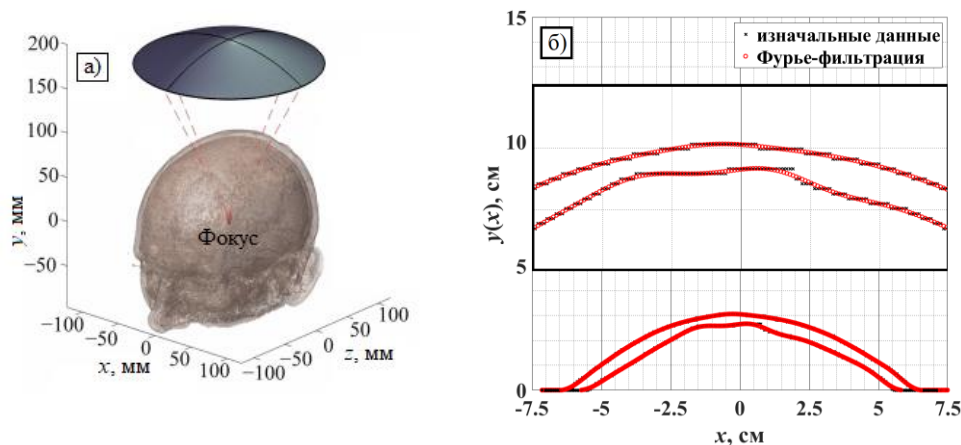


Рис.1 а) Геометрия облучения. б) Двухмерный срез черепа до и после сглаживания.

Поверхность черепа была получена путем пороговой сегментации изображения компьютерной томографии (КТ) с разрешением 0.4 мм, затем результат сегментации был сглажен с использованием фильтрации пространственного спектра Фурье (рис. 1б). Спектр, полученный с помощью быстрого преобразования Фурье [4], фильтровался выбранной функцией, после чего выполнялось обратное преобразование. Функция фильтра выбиралась так, чтобы отсечь высокочастотные осцилляции, которые являются следствием ступенчатости модели черепа. Траектория лучей с учетом рефракции была определена как ломаная с узлами на поверхности черепа, дающая минимальную временную задержку при распространении луча от поверхности решетки до фокуса. Минимум полученной функции двух переменных $\tau(x_1, x_2)$ находился с помощью метода Нелдера-Мида [5]:

$$\tau(x_1, x_2) = l_1(x_2)/c_m + l_2(x_1, x_2)/c_u + l_3(x_1)/c_e \rightarrow \min. \quad (3)$$

Здесь l_1 – расстояние от фокуса до точки пересечения луча с внутренней поверхностью черепа, l_2 – расстояние от точки пересечения луча с внутренней поверхностью до точки пересечения с внешней, l_3 – расстояние от точки пересечения с внутренней поверхностью черепа до излучателя, $c_e = 1500$ м/с, $c_u = 2820$ м/с, $c_m = 1550$ м/с – скорости звука в воде, костях черепа и тканях мозга.

На рис. 2б показан результат вычисления набега фазы $\varphi = 2\pi \cdot f \cdot \tau_{\min}$ с учетом (сплошная линия) и без учета (пунктир) рефракции. Итоговые вычисления производились для излучателя с апертурой и радиусом кривизны $D = F = 20$ см, частотой $f = 1$ МГц и непрерывно распределенными излучателями. На графиках видно, что при удалении от центра решетки различие между набегами фаз с учетом и без учета рефракции незначительно, однако ближе к центру, где структура черепа наиболее неоднородна, она возрастает и различие может достигать 0.5π .

Таким образом, в работе было показано, что учет эффекта рефракции вносит существенный вклад в величину набега фазы, используемой для компенсации aberrаций при прохождении ультразвука через череп, а значит его учет может позволить улучшить качество компенсации aberrаций. Работа поддержана грантом РФФИ №19-02-00035 и Междисциплинарной научно-образовательной школой Московского университета «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина».

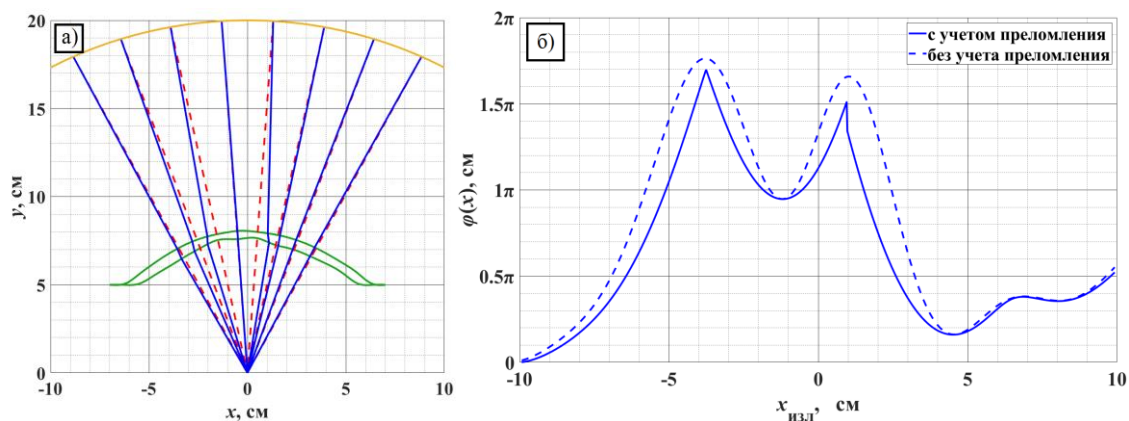


Рис. 2 а) Прямые и преломленные лучи, вдоль которых вычислялись набеги фаз. б) Сравнение относительных набегов фаз в двух моделях, с учетом (сплошная кривая) и без учета (штриховая кривая) рефракции при прохождении лучей через поверхности черепа.

Литература

1. P. Ghanouni et al, Transcranial MR-Guided Focused Ultrasound: A Review of the Technology and Neuro Applications // AJR, 2015., V. 205 No 1. pp. 150–159.
2. P. B. Rosnitskiy et al, 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 No 3. pp. 1786–1798.
3. W. Qiu et al, Ultrasound for the Brain: A Review of Physical and Engineering Principles, and Clinical Applications // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, 2021, V. 68 No 1. pp. 6–20.
4. J. W. Cooley, J. W. Tukey, An algorithm for the machine calculation of complex Fourier series // Math. Comput. 1965, V. 19 No 90. pp. 297–301.
5. J. A. Nelder and R. Mead, A simplex method for function minimization // Computer Journal, 1965, V. 7. pp. 308–313.

Особенности возбуждения акустического сигнала разностной частоты параметрической антенной в морском волноводе

А.В. Тюрина¹, П.В. Юлдашев¹, Ф.А. Нартов¹, И.Б. Есипов², В.А. Хохлова¹

¹Физический факультет Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова

²Российский государственный университет нефти и газа им. И.М. Губкина

tiurina.av@physics.msu.ru

Параметрические антенны были первыми практическими приборами, основанными на нелинейных акустических эффектах и используемыми в гидроакустике. В работе [1] представлены результаты недавнего экспериментального исследования распространения широкополосного акустического сигнала параметрической антенны в мелком море. Благодаря своей высокой направленности и нерезонансной генерации сигнала параметрическая антенна позволяла осуществлять одномодовое возбуждение волновода в широкой полосе частот. На рис. 1 представлена геометрия эксперимента, где кривая « $c(y)$ » изображает экспериментальный профиль скорости звука в зависимости от глубины. Было исследовано распространение волны разностной частоты, при этом сам процесс ее генерации в волноводе до конца не был изучен и является целью данной работы.

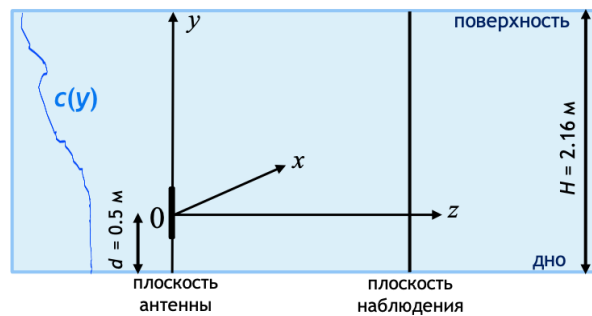


Рис. 1. Геометрия эксперимента.

Генерацию разностной частоты в направленном пучке будем описывать уравнением Хохлова-Заболотской-Кузнецова, так как анализ направленности линейного поля антенны показал малость углов дифракции. Уравнение ХЗК в бегущей системе координат может быть записано в виде [2]:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t \partial z} = \frac{c_0}{2} \Delta_{\perp} p + \frac{\beta}{2\rho_0 c_0^3} \frac{\partial^2 p^2}{\partial \tau^2} + \frac{\delta}{2c_0^3} \frac{\partial^3 p}{\partial \tau^3}. \quad (1)$$

Здесь p – акустическое давление, z – направление вдоль оси пучка, t – время, $\tau = t - z/c_0$, x и y – поперечные к z пространственные координаты, $\Delta_{\perp} = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$; ρ_0 , c_0 , β и δ – плотность, скорость звука, коэффициенты нелинейности и поглощения в среде, соответственно. Уравнение (1) решается методом расщепления по физическим факторам, согласно которому на каждом шаге по оси z решаются более простые уравнения для дифракции, нелинейности и поглощения [2].

Излучающая апертура параметрической антенны имела форму эллипса с полуосями 159 мм и 94 мм, при этом больший размер был ориентирован вертикально. Полная задача о генерации разностной частоты параметрической антенной была разбита на следующие подзадачи. Сначала были рассчитаны дифракционные линейные поля и угловой спектр для двух близких частот накачки $f_1 = 150$ кГц и $f_2 = 145$ кГц с использованием интеграла Рэлея [2] при заданных параметрах эксперимента:

$$P(\mathbf{r}) = -\frac{i\omega\rho_0}{2\pi} \int \frac{V_n(\mathbf{r}')e^{ik|\mathbf{r}'-\mathbf{r}|}}{|\mathbf{r}'-\mathbf{r}|} dS'. \quad (2)$$

Здесь P – комплексная амплитуда давления $p = Pe^{-i\omega t}$, $\omega = 2\pi f$ – циклическая частота, $k = \omega/c_0 + ik''$ – волновое число, k'' – коэффициент затухания, $V_n(\mathbf{r}')$ – амплитуда нормальной компоненты колебательной скорости на поверхности антенны, \mathbf{r}' – радиус-вектор в плоскости антенны, \mathbf{r} – радиус-вектор в плоскости наблюдения. В случае равномерного распределения колебательной скорости $V_n(\mathbf{r}') = V_0$, а $P_0 = V_0\rho_0c_0$ – характерная величина давления. Поле накачки имеет высокую направленность с полным углом расхождения пучка порядка 4° в направлении оси y и 7° в направлении оси x (по первым нулям). Поэтому, с учетом полученных результатов, дифракционная задача решалась конечно-разностным методом в параболическом приближении [3].

На следующем шаге было изучено влияние нелинейных эффектов в плоской волне, описываемой уравнением Бюргерса, определены расстояния образования разрыва и затухания высокочастотных компонент. Было получено, что для корректного описания полного профиля волны с учетом образования ударного фронта можно ограничиться $N = 250$ гармониками в спектре. При этом будет необходимо использовать $N = 7500$ гармоник при описании выбранного двухчастотного взаимодействия f_1 и f_2 , что сильно затруднит вычисление нелинейного оператора в (1). Однако с учетом присутствия в спектре волны только определенных частот с достаточно большой амплитудой, количество гармоник удалось сократить, не изменяя при этом амплитуду разностной частоты или основной гармоники спектра, равной $\Delta f = f_1 - f_2 = 5$ кГц. На рис. 2 слева представлена зависимость амплитуды разностной частоты P_1 от нормированного на длину образования разрыва расстояния Z , а справа – амплитуды высокочастотных гармоник P_n при $Z = 3$ для разного числа гармоник N . Из рис. 2 видно, что уменьшение числа гармоник с $N = 7500$ до $N = 150-250$ не изменяет амплитуды основной гармоники и существенно не меняет величину амплитуд высокочастотных составляющих спектра.

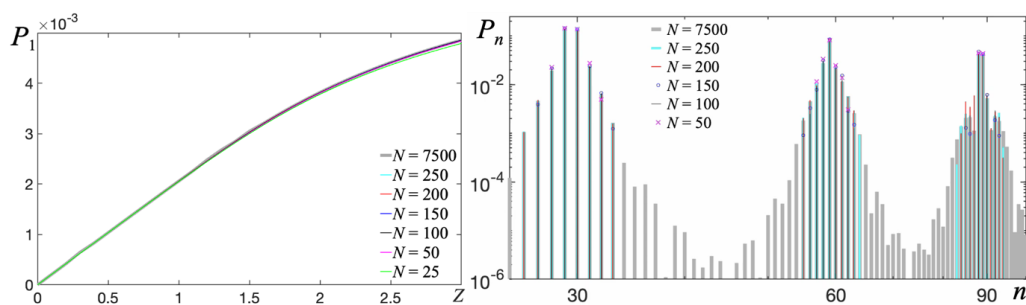


Рис. 2. Амплитуда основной гармоники и спектр ВЧ компонент.

На основе полученных результатов планируется решение полной задачи о генерации разностной частоты в подводном звуковом канале с учетом неоднородности скорости звука по глубине, влияния дна и поверхности на ее распространение. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 20-02-00676 и фонда «БАЗИС».

ЛИТЕРАТУРА

1. I.B. Esipov, O.E. Popov. // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2020. V. 84. No. 6. P. 783-789.
2. П.В. Юлдашев, В.А. Хохлова. // Акуст. журнал. 2011. Т. 57. № 3. С. 337-347.
3. W.H. Press et al. "Numerical Recipes in FORTRAN" NY.: Cambridge U.P., 1992.

Спектральный анализ данных параллельного сейсмического метода обследования подземных конструкций

Д.В. Шмурак¹, А.А. Чуркин², И.Н. Лозовский³, Р.А. Жостков⁴

¹ Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия

² НИИОСП им. Н.М. Герсеванова АО «НИЦ «Строительство», г. Москва, Россия

³ Центр геоэлектромагнитных исследований – филиал Института физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Троицк, г. Москва, Россия

⁴ Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия

shmouraque@gmail.com

Параллельный сейсмический метод (parallel seismic method, ПСМ) представляет собой адаптацию методики вертикального сейсмического профилирования и применяется для определения глубины заложения монолитных подземных железобетонных конструкций (свай, «стен в грунте», баретт и др.) [1, 2]. Для проведения измерений вблизи конструкции бурится скважина, глубина которой превышает предполагаемую отметку подошвы конструкции. Возбуждение упругих волн производится с поверхности объекта исследований с применением ударного источника (кувалды, молотка), регистрация – перемещающимся по скважине приемником (гидрофоном) [3]. Если исследуемая конструкция расположена под массивным ростверком или включена в состав существующего здания, метод может стать единственной возможностью оценки ее длины и работоспособности [4].

Анализ материалов ПСМ традиционно ведется во временной области – на зарегистрированных сейсмограммах выделяется годограф первых вступлений, по точке излома которого определяется положение нижнего торца объекта исследований. Точность определения глубины заложения конструкции оценивается в $\pm 5\%$ и зависит от шага регистрации данных, параллельности осей скважины и сваи и др. факторов [5]. Модельные исследования демонстрируют принципиальную возможность получения информации о крупных нарушениях сплошности конструкции по заметным изменениям анализируемых волновых картин – появлению гиперболических дифракций, «разрывах» в наблюдаемых годографах [3, 6].

Большой интерес представляет использование динамических характеристик регистрируемых данных для получения дополнительной информации о техническом состоянии конструкции, изменении свойств вмещающих грунтов, выработке набора параметров записи (динамических атрибутов), которые могли бы дополнить классические подходы к анализу данных.

Выполнено трехмерное численное моделирование методом конечных элементов в программном комплексе COMSOL Multiphysics 5.3 (лицензия № 9600341) [7], иллюстрирующее возможности анализа данных метода во временной и частотной области. В качестве объектов моделирования рассмотрены бетонные цилиндрические сваи с ненарушенной сплошностью или с локальным сужением поперечного сечения (дефектом). Геометрические размеры, граничные условия и физические свойства моделируемых материалов (табл. 1) соответствуют встречающимся в строительной практике случаям.

Табл. 1. Параметры моделирования

Материал	бетон	песок	вода
Плотность, ρ , кг/м ³	2400	1500	1000
Скорость продольных (V_p) и поперечных (V_s) волн, м/с	4000; 2450	600; 200	1500; -
Рэлеевская модель затухания. Коэффициенты α , с ⁻¹ ; β , с	20; 10^{-8}	200; 10^{-7}	-
Коэффициенты динамической и объемной вязкости, мПа·с	-	-	1; 3

Для ускорения численного расчета используются симметрия модели и оптимизированная сетка конечных элементов, содержащая призматические и тетраэдральные элементы. Выбранный временной шаг обеспечивает сходимость решения. При этом ошибка расчетов не превышает 0.5%.

На небольшом расстоянии от сваи расположена скважина, заполненная водой (рис. 1). Регистрация сигнала производится виртуальными гидрофонами, регулярно расположенными в скважине на всем её протяжении. Источник упругих волн расположен на поверхности оголовка сваи.

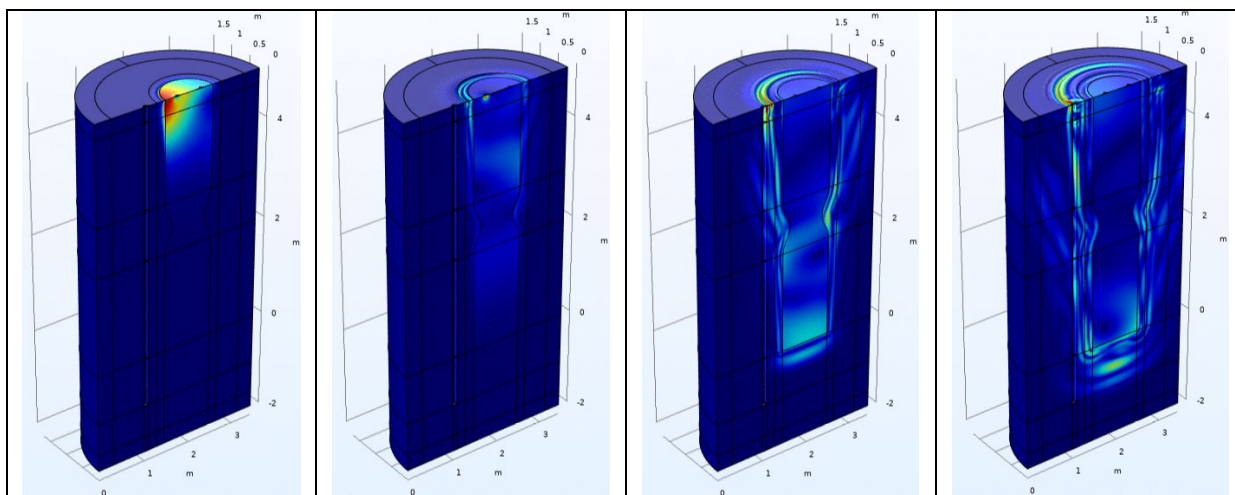


Рис. 1. Пример численного расчета процесса распространения упругих волн для модели сваи с локальным сужением поперечного сечения (слева направо – в моменты времени 1, 2, 3 и 4 мс; цветом показано смещение)

В рамках предлагаемого подхода оцениваются спектральные характеристики падающей продольной волны, регистрируемой гидрофонами. На каждой синтетической трассе пикируется целевой сигнал и подбирается окно для взятия спектра (рис. 2). Полученные таким образом наборы спектров нормируются и представляются в виде спектральных разрезов (рис. 3).

Проведенные расчёты позволяют судить о возможности получения дополнительной информации благодаря анализу частотных характеристик сигналов. Так, центральная частота сигнала оказывается достаточно чувствительной к наличию дефекта в свае. Полученные спектральные разрезы могут быть использованы для оценки параметра поглощения с помощью метода спектральных отношений и его модификаций [8].

Результаты численного моделирования позволяют сделать ряд наблюдений о возможности получения дополнительной информации об обследуемом фундаменте и вмещающих грунтах, дополняющих стандартный подход к анализу данных параллельного сейсмического метода.

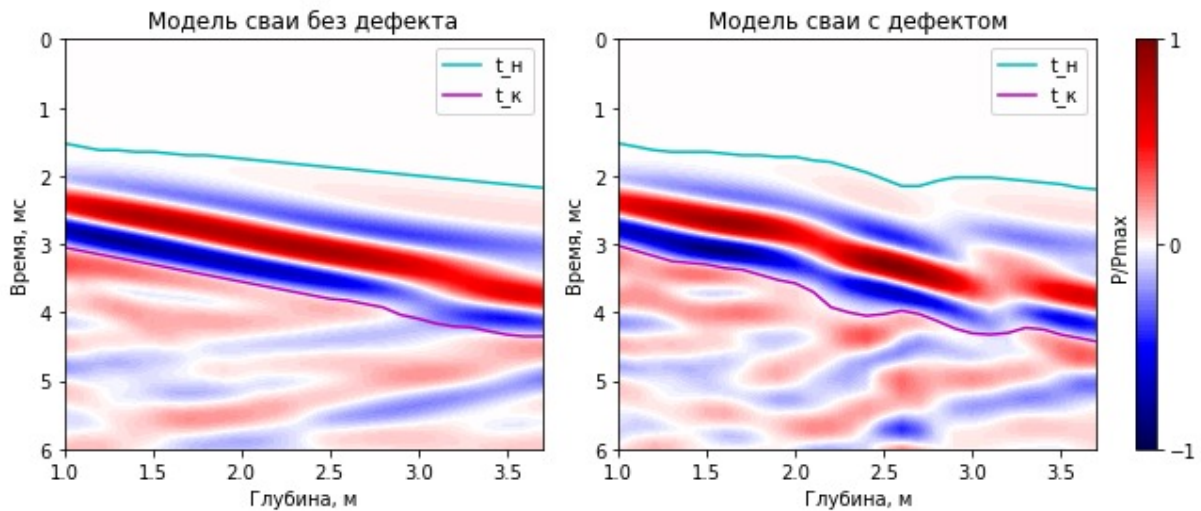


Рис. 2. Результаты моделирования во временной области с пропикированными границами (t_n и t_k) окна расчета спектра

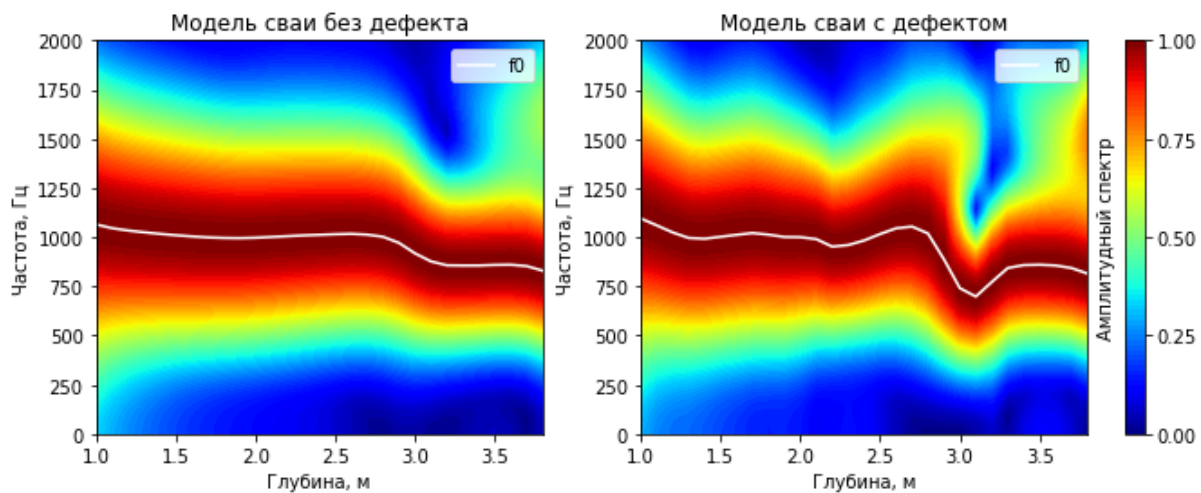


Рис. 3. Результаты моделирования в частотной области с вынесенными на спектральные разрезы графиками значений центральной частоты падающей продольной волны (f_0)

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Hurtado // Rev. Francaise de Geotechnique. 1979. № 6, P. 65-69.
2. В.В. Капустин, и др. // Геотехника. 2018. № 5–6. С. 62–71.
3. А.А. Чуркин, И.Н. Лозовский, Р.А. Жостков // Известия Российской академии наук. Серия физическая. 2020. Т. 84. №1. С. 124–127.
4. M.S. Hossain et al. // Journal of Performance of Constructed Facilities. 2013, Vol. 27, Issue 2, P. 209-214.
5. E. Niederleithinger // Proceedings of Stresswave, 2008, Lisbon. 2008. P. 315-320.
6. L. Zhi Tang et al. // Soil Dynamics and Earthquake Engineering. 2013, Issue 55, P. 255–262.
7. Р.А. Жостков. Свидетельство о регистрации прав на ПО № 2019665449.
8. Д.В. Шмурак // Вестник Московского университета. Серия 4: Геология. 2020. №4. С. 87–91.

Коррекция измеряемых данных при неидеальных положениях излучателей и приемников

Д.И. Зотов, О.Д. Румянцева, К.Б. Аль-Сархани

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра акустики

burov@phys.msu.ru

Пусть имеется некоторый объект (так называемый рассеиватель), который локализован в ограниченной области \mathfrak{R} и характеризуется скоростью звука $c(\vec{r})$, плотностью среды $\rho(\vec{r})$ и амплитудным коэффициентом поглощения $\alpha(\vec{r}, \omega)$ на частоте ω . Фоновая среда, т.е. среда вне области \mathfrak{R} , предполагается однородной, изотропной, непоглощающей; она характеризуется постоянными значениями скорости звука c_0 и плотности ρ_0 . Упомянутые характеристики объекта, т.е. пространственные распределения $c(\vec{r})$, $\rho(\vec{r})$ и $\alpha(\vec{r}, \omega)$, неизвестны и подлежат определению. С этой целью исследуемый объект в акустическом томографическом эксперименте зондируется падающим полем $G_0^{cl}(\vec{y}, \vec{x}; \omega)$; верхний символ “cl” означает, что рассматриваются классические поля (в отличие от обобщенных полей, применяющихся при решении обратной задачи в ряде функционально-аналитических алгоритмов [1, 2, 3]). Радиус-векторы \vec{x} и \vec{y} , характеризующие, соответственно, положение излучателя и положение приемника, находятся, по постановке задачи, вне области рассеяния \mathfrak{R} : $\vec{x}, \vec{y} \notin \mathfrak{R}$. Падающее поле, достигая объекта, рассеивается на нем, и в результате создается полное поле $G^{cl}(\vec{y}, \vec{x}; \omega)$. Поля $G^{cl}(\vec{y}, \vec{x}; \omega)$ регистрируются в области приема \mathcal{Y} при каждом фиксированном излучателе \vec{x} : $\vec{y} \in \mathcal{Y}$. После этого рассматривается новый излучатель, находящийся в области \mathcal{X} ($\vec{x} \in \mathcal{X}$), т.е. задается новое падающее поле, и измерения повторяются. В результате получается набор экспериментальных данных рассеяния – полей $G^{cl}(\vec{y}, \vec{x}; \omega)$, $\vec{x} \in \mathcal{X}$, $\vec{y} \in \mathcal{Y}$. Этот набор предназначается для восстановления искомым характеристик объекта-рассеивателя, который при волновом подходе описывается функцией

$$v(\vec{r}, \omega) = \omega^2 \left(\frac{1}{c_0^2} - \frac{1}{c^2(\vec{r})} \right) + \sqrt{\rho(\vec{r})} \nabla^2 \left(\frac{1}{\sqrt{\rho(\vec{r})}} \right) - i2\omega \frac{\alpha(\vec{r}, \omega)}{c(\vec{r})} ; \quad (1)$$

временная зависимость полей полагается в виде $\sim \exp(-i\omega t)$.

Рассматриваемая ниже проблема заключается в следующем. На практике данные рассеяния получатся с помощью антенной решетки, характеристики которой, в общем случае, отклоняются от идеальных. Например, в ультразвуковом медицинском томографе [4], предназначенном для диагностики мягких биотканей (в первую очередь, молочной железы), одним из видов неидеальностей являются смещения (так называемые геометрические поправки) приемоизлучающих преобразователей антенной решетки от их идеальных положений. Поскольку величина таких смещений может быть соизмерима с длиной волны, смещения должны учитываться на этапе обработки экспериментальных данных с целью получения томограмм исследуемого объекта – оценок искомым пространственных распределений $c(\vec{r})$, $\rho(\vec{r})$, $\alpha(\vec{r}, \omega)$. В противном случае разрешающая способность томографических изображений будет резко ухудшаться, и тонкая структура объекта (т.е. детали с размером, соизмеримым с длиной волны, и менее) не будет воспроизводиться. В то же время, в медицинских приложениях эта тонкая структура является наиболее информативной для целей ранней

диагностики патологий. В связи с обозначенной проблемой, смещения приемоизлучающих преобразователей предварительно находятся специально разработанным алгоритмом [4]. Ниже предлагается алгоритм коррекции данных рассеяния, который позволяет пересчитать (скорректировать) данные, полученные при известных смещенных положениях излучателей и приемников, в данные при идеальных положениях. Этот алгоритм будет изложен, для определенности, на примере двумерного пространства; при рассмотрении трехмерного пространства логика и последовательность действий не изменяются.

Рассмотрим классические запаздывающие рассеянные поля: $G_{sc}^{cl}(\vec{y}, \vec{x}; \omega) \equiv G^{cl}(\vec{y}, \vec{x}; \omega) - G_0^{cl}(\vec{y}, \vec{x}; \omega)$, $\vec{x} \in \mathcal{X}$, $\vec{y} \in \mathcal{Y}$; в полярной системе координат $\vec{x} = \{|\vec{x}|, \varphi_{\vec{x}}\}$, $\vec{y} = \{|\vec{y}|, \varphi_{\vec{y}}\}$. Используя разложения для запаздывающих полей, приведенные, например, во введении к [5], можно получить следующее соотношение:

$$G_{sc}^{cl}(\vec{y}, \vec{x}; \omega) = \sum_{q_{\vec{y}}=-\infty}^{\infty} \sum_{q_{\vec{x}}=-\infty}^{\infty} b_{q_{\vec{y}} q_{\vec{x}}}(\omega) H_{q_{\vec{x}}}^{(1)}(k_0|\vec{x}|) H_{q_{\vec{y}}}^{(1)}(k_0|\vec{y}|) \exp(iq_{\vec{x}}\varphi_{\vec{x}}) \exp(iq_{\vec{y}}\varphi_{\vec{y}}); \quad (2)$$

$$\vec{x} \notin \mathfrak{R}, \quad \vec{y} \notin \mathfrak{R}.$$

Здесь $q_{\vec{x}}, q_{\vec{y}} = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$; $H_q^{(1)}$ – функция Ханкеля 1-го рода q -го порядка; $k_0 = \omega/c_0$ – волновое число фоновой среды; $b_{q_{\vec{y}} q_{\vec{x}}}(\omega)$ – коэффициенты разложения, зависящие от частоты. В основе алгоритма коррекции данных рассеяния лежит тот факт, что коэффициенты $b_{q_{\vec{y}} q_{\vec{x}}}(\omega)$ не зависят от конкретных значений точки излучения \vec{x} и точки приема \vec{y} , которые находятся вне области рассеяния \mathfrak{R} . Для правомерности соотношения (2) необходимо только обеспечить условие $|\vec{y}| > |\vec{r}|$, $|\vec{x}| > |\vec{r}|$, $\forall \vec{r} \in \mathfrak{R}$, что достигается соответствующим выбором начала координат внутри области \mathfrak{R} .

Пусть из эксперимента известны поля $G_{sc}^{cl}(\vec{y} = \vec{y}^{ex}, \vec{x} = \vec{x}^{ex}; \omega)$, измеренные для дискретных наборов смещенных (в общем случае) положений излучателей $\{\vec{x}^{ex}\}$ и приемников $\{\vec{y}^{ex}\}$, где $\vec{x}^{ex} = \{|\vec{x}^{ex}|, \varphi_{\vec{x}^{ex}}\}$, $\vec{y}^{ex} = \{|\vec{y}^{ex}|, \varphi_{\vec{y}^{ex}}\}$, $\vec{x}^{ex} \notin \mathfrak{R}$, $\vec{y}^{ex} \notin \mathfrak{R}$. Тогда значения $b_{q_{\vec{y}} q_{\vec{x}}}(\omega)$ могут быть найдены решением линейной системы уравнений (2), где в качестве известных значений выступают измеренные поля $G_{sc}^{cl}(\vec{y} = \vec{y}^{ex}, \vec{x} = \vec{x}^{ex}; \omega)$:

$$\sum_{q_{\vec{y}}=-\infty}^{\infty} \sum_{q_{\vec{x}}=-\infty}^{\infty} \left\{ H_{q_{\vec{x}}}^{(1)}(k_0|\vec{x}^{ex}|) H_{q_{\vec{y}}}^{(1)}(k_0|\vec{y}^{ex}|) \exp(iq_{\vec{x}}\varphi_{\vec{x}^{ex}}) \exp(iq_{\vec{y}}\varphi_{\vec{y}^{ex}}) \right\} b_{q_{\vec{y}} q_{\vec{x}}}(\omega) = G_{sc}^{cl}(\vec{y}^{ex}, \vec{x}^{ex}; \omega). \quad (3)$$

Естественно, что общее количество и характер дискретизованных данных $G_{sc}^{cl}(\vec{y}^{ex}, \vec{x}^{ex}; \omega)$ должны обеспечивать единственность решения системы (3).

Далее, уже известные коэффициенты $b_{q_{\vec{y}} q_{\vec{x}}}(\omega)$ позволяют опять использовать соотношение (2), однако теперь для вычисления полей $G_{sc}^{cl}(\vec{y}, \vec{x}; \omega)$ при тех идеальных положениях преобразователей \vec{x} и \vec{y} , которые будут использоваться на этапе восстановления характеристик исследуемого объекта. Например, входные данные для функционального алгоритма Новикова [1, 2], строго учитывающего эффекты многократного рассеяния волн, в случае использования точечных приемоизлучающих преобразователей [3] формируются для окружности радиуса R_0 : $|\vec{x}| = |\vec{y}| = R_0$. Тогда (2) приобретает вид

$$G_{sc}^{cl}(\vec{y}, \vec{x}; \omega) = \sum_{q_{\vec{y}}=-\infty}^{\infty} \sum_{q_{\vec{x}}=-\infty}^{\infty} b_{q_{\vec{y}} q_{\vec{x}}}(\omega) H_{q_{\vec{x}}}^{(1)}(k_0 R_0) H_{q_{\vec{y}}}^{(1)}(k_0 R_0) \exp(iq_{\vec{x}} \varphi_{\vec{x}}^0) \exp(iq_{\vec{y}} \varphi_{\vec{y}}^0), \quad (4)$$

где $\vec{x} = \{R_0, \varphi_{\vec{x}}^0\}$, $\vec{y} = \{R_0, \varphi_{\vec{y}}^0\}$.

Для иллюстрации работоспособности предложенного алгоритма коррекции данных рассеяния (3), (4) был задан рефракционно-поглощающий рассеиватель $v(\vec{r}, \omega)$. Согласно (1), действительная часть функции рассеивателя (рис. 1а) формируется за счет неоднородностей скорости звука, а мнимая часть (рис. 1б) – за счет поглощения. Для определенности при моделировании задавались параметры, близкие к используемым в томографической установке [4]: характерная частота 1.25 МГц, $c_0 = 1500$ м/с; следовательно, длина волны в фоновой среде $\lambda_0 = 1.2 \times 10^{-3}$ м. Количество преобразователей (каждый из которых выступал как в роли излучателя, так и в роли приемника) было 128; преобразователи располагались на окружности радиуса 0.182 м. Для рассматриваемого рассеивателя максимальный дополнительный набег фазы волны $\Delta\psi \approx 0.24\pi$ создается при прохождении волной центрального сечения вдоль оси OY ; при этом амплитуда волны за счет поглощения в рассеивателе уменьшается в 2 раза. Тем самым, эффекты многократного рассеяния существенны. Для оценки $\hat{v}(\vec{r}, \omega)$ рассеивателя $v(\vec{r}, \omega)$ использовался алгоритм [1, 2, 3].

Учитывалось, что в томографической установке [4] каждый преобразователь антенной решетки выступает как в роли излучателя, так и в роли приемника. Смещения преобразователей от их идеальных положений на окружности задавались случайным образом. При этом максимальное смещение вдоль радиуса составляло 1.0×10^{-3} м $\approx 0.83\lambda_0$, а максимальное смещение по углу достигало углового расстояния между соседними преобразователями $\Delta\varphi^0 = 2\pi/128$. Данные рассеяния $G_{sc}^{cl}(\vec{y}^{ex}, \vec{x}^{ex}; \omega)$ оказываются из-за смещений столь сильно искаженными (по сравнению со случаем несмещенных преобразователей), что оценка рассеивателя $\hat{v}(\vec{r}, \omega)$, восстановленная в монохроматическом режиме по нескорректированным данным, полностью разваливается даже в отсутствие каких-либо иных помех (рис. 1в). Однако те же самые изначальные данные $G_{sc}^{cl}(\vec{y}^{ex}, \vec{x}^{ex}; \omega)$, но после применения коррекции (3), (4), оказываются практически полностью совпадающими с данными при несмещенных преобразователях. Как следствие, результат восстановления $\hat{v}(\vec{r}, \omega)$ в отсутствие помех практически полностью совпадает с истинными значениями $v(\vec{r}, \omega)$ (рис. 1г). Кроме того, процедура коррекции (3), (4) обладает хорошей помехоустойчивостью. Так, в рассеянные поля $G_{sc}^{cl}(\vec{y}^{ex}, \vec{x}^{ex}; \omega)$ вносилась случайная нормально распределенная шумовая помеха $n(\vec{y}, \vec{x}; \omega)$ со среднеквадратичным амплитудным отклонением $\sigma_{ns} = 0.1 \bar{G}_{sc}^{cl}$ независимо для действительной части и мнимой части помехи; \bar{G}_{sc}^{cl} – среднеквадратичное значение данных рассеяния. Оценка рассеивателя $\hat{v}(\vec{r}, \omega)$, полученная по зашумленным данным $G_{sc}^{cl}(\vec{y}^{ex}, \vec{x}^{ex}; \omega)$, к которым применялась коррекция, получилась адекватной (рис. 1з).

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда (проект №21-72-10011).

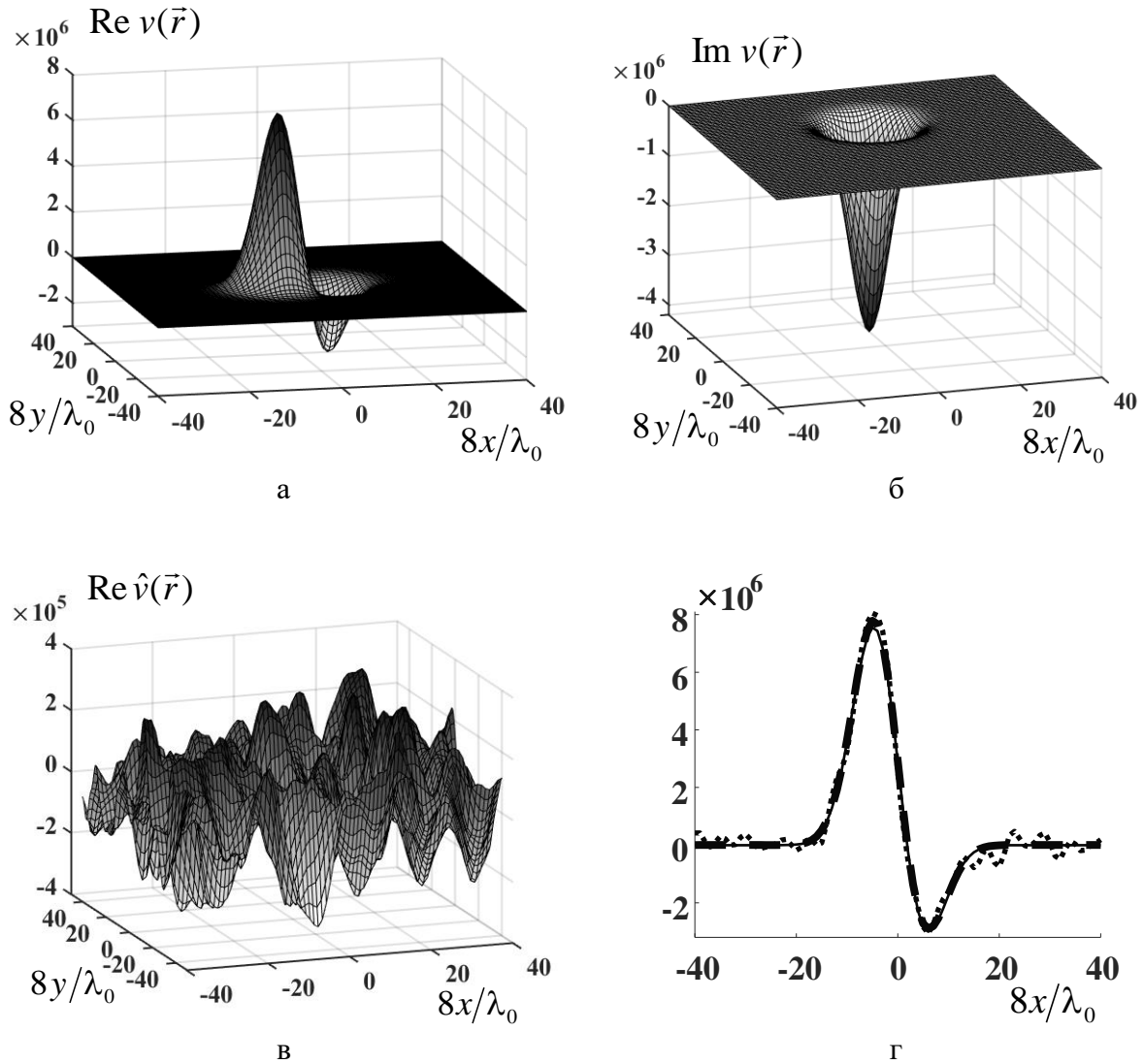


Рис. 1. Рефракционно-поглощающий рассеиватель: общий вид действительной (а) и мнимой (б) частей истинного рассеивателя v ; действительная часть оценки рассеивателя, восстановленного по незашумленным данным от смещенных квазиточечных преобразователей без коррекции (в); центральное сечение $y = 0$ действительной части (г) истинного рассеивателя $\text{Re } v$ (тонкая линия) и рассеивателя $\text{Re } \hat{v}$, восстановленного по скорректированным данным в отсутствие помех (толстая пунктирная линия) и в присутствии случайных помех со стандартным амплитудным отклонением $\sigma_{\text{ns}} = 0.1 \bar{G}_{\text{sc}}$ (линия, составленная из точек).

ЛИТЕРАТУРА

1. R.G. Novikov // *Physics Letters A*. 1998. V. 238. No 2–3. P. 73.
2. В.А. Буров, Н.В. Алексеенко, О.Д. Румянцева // *Акуст. журн.* 2009. Т. 55. No 6. С. 784.
3. В.А. Буров и др. // *Акуст. журн.* 2013. Т. 59. No 3. С. 391.
4. В.А. Буров, О.Д. Румянцева “Обратные волновые задачи акустической томографии. Ч. II: Обратные задачи акустического рассеяния”. М.: ЛЕНАНД, 2020. 768 с.
5. В.А. Буров, О.Д. Румянцева “Обратные волновые задачи акустической томографии. Ч. I: Обратные задачи излучения в акустике”. М.: ЛЕНАНД, 2017. 384 с.

Особенности регистрации термоакустического излучения в схемах без фокусировки и с использованием фокусирующих зеркал

К.В. Дмитриев, С.А. Юрченко

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет
kdmtrie@lanat.ru

В медицине задача нахождения пространственного распределения температуры важна как при ранней диагностике заболеваний, так и при проведении операций, связанных с нагревом тканей [1]. Акустотермометрия – один из способов регистрации внутренней температуры тканей. Этот неинвазивный метод основан на анализе собственного шумового акустического излучения среды, причиной возникновения которого является молекулярное движение. Основным фундаментальным недостатком метода является малая мощность этого излучения. Для его регистрации требуется использование специальных чувствительных и малошумящих приемников. Мощность излучения, регистрируемая приемником, в одномерном случае определяется пространственным распределением температуры $T(x)$ и амплитудного коэффициента поглощения $\alpha(x)$ среды [2]:

$$P_{\text{thermo}} = q \int_{-\infty}^{x_0} 2\alpha(x)T(x) \exp\left[-\int_x^{x_0} 2\alpha(x')dx'\right] dx, \quad (1)$$

где q – некоторый размерностный коэффициент. При этом множитель $2\alpha(x)T(x)$ характеризует пространственное распределение термоакустических источников излучения, а множитель $\exp\left[-\int_x^{x_0} 2\alpha(x')dx'\right]$ определяет затухание волны при

распространении в среде. Существует два способа приема этого излучения. Первый – интенсимоетрический [3] – основан на анализе его мощности и последующем ее пересчете в параметры среды. Второй метод – корреляционный [4] – основан на приеме сигнала сразу несколькими приемниками, направленным на одну и ту же область пространства. В представляемой работе оценено влияние параметров источника и фокусирующей системы на величину корреляционной функции сигналов.

Рассматривается одномерная задача корреляционного приема термоакустического излучения от поглощающего слоя толщиной h , равномерно нагретого до температуры T . Ось координат Ox направлена перпендикулярно слою и имеет начало отсчёта в его середине. Центры плоских приемных гидрофонов, параллельных слою, расположены в точках с координатами $l_1 < 0$ и $l_2 > 0$. Волновое число k_0 вне слоя действительное, что означает отсутствие поглощения. Волновое число $k + i\alpha$ внутри слоя комплексное. Пусть акустическое поле в узкой полосе частот создается источниками $f(x)\exp(-i\omega t)$, расположенными в каждой точке $|x| < 0.5h$ слоя. Сигнал каждого источника распространяется сначала в слое, а затем в среде, и принимается гидрофонами. Сигналы, регистрируемые гидрофонами 1 и 2 от всех точек слоя соответственно равны

$$s_1(l_1, t) = \exp[-i\omega t - ik_0(h/2 + l_1)] \int_{-h/2}^{h/2} f(x) \exp[ik(h/2 + x) - \alpha(h/2 + x)] dx \quad \text{и} \quad (2)$$

$$s_2(l_2, t) = \exp[-i\omega t - ik_0(h/2 - l_2)] \int_{-h/2}^{h/2} f(x) \exp[ik(h/2 - x) - \alpha(h/2 - x)] dx. \quad (3)$$

Здесь отражением волн от границы слоя пренебрегается. Корреляционная функция $K(\tau)$ сигналов (2) и (3) для временного сдвига, равного $\tau_{\text{layer}} = k_0(l_2 + l_1)/\omega$, что соответствует фазированию на середину слоя, равна

$$K(\tau_{\text{layer}}) = \langle s_1(l_1, t) \cdot s_2^*(l_2, t + \tau_{\text{layer}}) \rangle = |f|^2 \exp[-\alpha h] \frac{\sin kh}{k}, \quad (4)$$

где звездочкой обозначено комплексное сопряжение. Множитель $|f|^2 = 2q\alpha T$ определяет линейную плотность мощности термоакустических источников. Множитель $\exp[-\alpha h]$ связан с затуханием термоизлучения в слое, а множитель $\frac{\sin kh}{k}$ определяет расфазировку, вызванную различием акустических путей от разных точек слоя до гидрофонов. Одновременно с корреляционной функцией можно определить полную мощность сигнала, регистрируемую гидрофоном:

$$P_{\text{layer}} = \langle s_1(l_1, t) \cdot s_1^*(l_1, t) \rangle = |f|^2 \frac{1 - \exp[-2\alpha h]}{2\alpha}. \quad (5)$$

В отличие от корреляционной функции (4) она монотонно растет с ростом толщины слоя и при $h \rightarrow \infty$ достигает предельного значения, равного $P_{\text{inf}} = |f|^2 / 2\alpha = qT$, что с точностью до размерностного коэффициента q совпадает с температурой слоя.

На рис. 1 приведены зависимости фазированной корреляционной функции $K(\tau_{\text{layer}})/q$ и полной мощности P_{layer}/q , от толщины слоя. Нормировка на q позволяет рассматривать эти величины в удобных единицах температуры. Температура слоя составляет $T = 360\text{K}$, температура окружающей среды $T_{\text{bg}} = 300\text{K}$. В одном случае расчеты выполнены для слоя из резины с коэффициентом поглощения $\alpha = 250\text{м}^{-1}$ и скоростью звука 1600 м/с . В другом случае используются параметры мышечной ткани: коэффициент поглощения $\alpha = 14\text{м}^{-1}$ и скорость звука 1550 м/с . Частота выбрана равной 1 МГц .

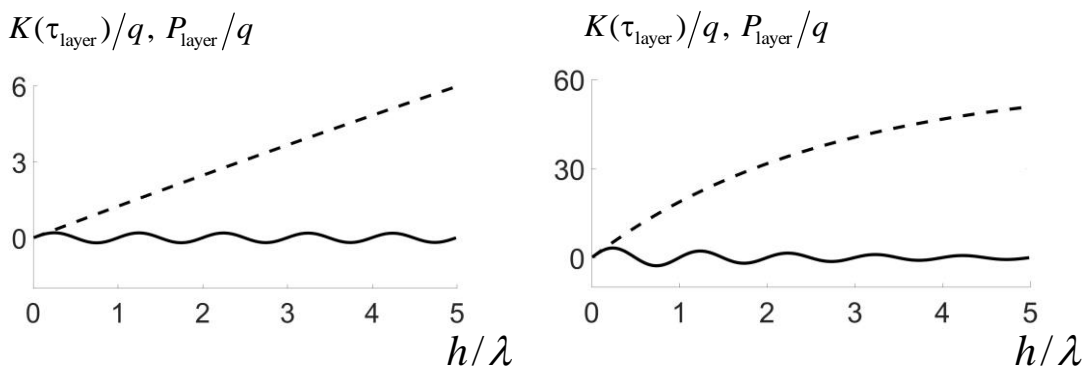


Рис. 1. Зависимости корреляционной функции $K(\tau_{\text{layer}})/q$ (сплошная линия) и полной мощности P_{layer}/q (пунктирная линия) от толщины h слоя, в качестве материала которого выступает резина (слева) и мышечная ткань (справа).

Из графика можно видеть, что, во-первых, сигнал P_{layer} , регистрируемый в интенсификационном эксперименте, имеет существенно большую величину, чем сигнал $K(\tau_{\text{layer}})$, регистрируемый в корреляционном эксперименте. Это связано как с

поглощением в среде, так и с расфазировкой при увеличении толщины слоя. Во-вторых при толщине слоя, равной $h_{\max} = \frac{1}{k} \arctan \frac{k}{\alpha}$, регистрируемая корреляционная функция достигает максимума. В-третьих, с ростом толщины слоя сигнал P_{layer} растет, в то время как сигнал $K(\tau_{\text{layer}})$ достаточно быстро уменьшается. В итоге в рамках описанной корреляционной задачи возможна работа только с объектами в виде тонких слоев.

Решить указанную проблему можно, если применить фокусировку. Показано [5], что в этом случае при росте размера объекта величина корреляционной функции не падает до нуля, а приближается к некоторой положительной константе. Это дает возможность работать с протяженными объектами. Фокусировку можно осуществлять различными способами, но наиболее перспективным видится применение металлических зеркал [6]. При этом для корреляционного эксперимента нужно учитывать особенности отражения звука от реальных, а не идеальных зеркал. В частности, требуется учитывать конечный импеданс материала, из которого они изготовлены, а также, возникновение поверхностных волн. Это на практике приводит к искажению сигналов и ухудшению корреляционной функции.

Для оценки влияния упомянутых эффектов работа зеркал в корреляционном эксперименте была смоделирована в среде COMSOL. Двумерная область моделирования представляла собой круг радиусом 15 см, заполненный водой. Точечный источник сигнала располагался вблизи края круга. Он излучал короткий цуг с характерной частотой 1 МГц. Расходящаяся цилиндрическая волна распространялась в среде, достигала каждого из двух зеркал, претерпевала отражение и достигала каждого из двух приемников излучения. Вычислялась взаимная корреляционная функция принятых сигналов и их мощности. Результаты сравнивались для ситуаций, когда зеркала были идеально жесткими, и когда они были изготовлены из алюминия с учетом или без учета его сдвиговой упругости. Вычисленные коэффициенты корреляции, равные в каждом случае отношению максимумов корреляционных функций к среднему геометрическому мощностей сигналов, оказались почти совпадающими и равными 0,77. В то же время мощности сигналов, отраженных от алюминиевого зеркала без учета сдвиговой упругости и с ее учетом составили, соответственно, 86% и 52% от мощности сигналов, отраженных от идеально жесткого зеркала. Таким образом, роль сдвиговой упругости очень существенна, и требуются меры для компенсации потерь на излучение сдвиговых волн в зеркалах.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Правительства Москвы в рамках научного проекта № 21-32-70003.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.А. Аносов и др. // Акуст. журн. 2020. Т. 66. № 6. С. 690.
2. А.А. Аносов и др. // Акуст. журн. 2016. Т. 62. № 2. С. 259.
3. А.Д. Мансфедьд // Акуст. журн. 2009. Т. 55. № 4-5. С. 546.
4. В.А. Буров, О.Д. Румянцева, К.В. Дмитриев // Акуст. журн. 2018. Т. 64. № 5. С. 591.
5. В.А. Буров, К.В. Дмитриев, С.Н. Евтухов // Известия РАН, Серия физическая. 2009. Т. 73. № 4. С. 551.
6. В.А. Буров и др. // Известия РАН, Серия физическая. 2015. Т. 79. № 10. С. 1413.