

БИСТАТИЧЕСКАЯ СИЛА ЦЕЛИ В ОКЕАНИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ

А.И. Хилько^{1,2)}, И.П. Смирнов¹⁾, А.А. Хилько²⁾¹⁾Институт прикладной физики РАН²⁾Нижегородский госуниверситет

При проектировании и оценке эффективности мультистатистических систем гидролокации [1, 2] ключевым параметром является сложным образом зависящая от углов падения и отражения зондирующего сигнала бистатистическая сила цели (БСЦ). На практике по аналогии с моностатической гидролокацией часто удобно вместо БСЦ оперировать с бистатистическим эквивалентным радиусом (БЭР). Для оценки БСЦ в случае, когда объект имеет достаточно большие волновые размеры и относительно гладкую поверхность, можно использовать геометрикооптическое (высоко-частотное) приближение дифракции гидроакустического (ГА) поля.

В рефракционном волноводе дифрагированное поле является суммой парциальных лучевых компонент, соединяющих источник, и соответствующие им точки блика T на поверхности тела и приемник. Суммируются только те лучевые компоненты STR , для которых в точках блика нормаль совпадает с биссектрисой. Коэффициент отражения в каждой бликующей точке тела определяется кривизной поверхности и акустическими характеристиками тела.

В низкочастотном (НЧ) приближении описания ГА полей для наблюдения дифрагированных телами сигналов в океанических волноводах на достаточно больших расстояниях используется модовое представление. При этом дифрагированное на теле в волноводе ГА поле является суммой парциальных модовых компонент. В частности, для оценки наиболее энергетически насыщенных компонент дифрагированного ГА поля, формируемых при малоугловом (просветном) наблюдении, БСЦ определяется матрицей дифрагированных мод, зависящей от экрана – сечения тела, расположенного между источником и приемником.

В случае, когда тело имеет форму упругой цилиндрической оболочки, каждая из квазиплоских волн (бриллюэновских волн, формирующих моды волновода) при рассеянии на упругой оболочке конечных размеров даст сумму квазисферических волн с диаграммами направленности, которые определяются собственными формами радиальных и продольных колебаний упругой оболочки. Матрица рассеяния волноводных мод при этом зависит как от свойств волновода и положения оболочки, так и от упругих свойств оболочки. В целом, как показывает анализ, для типичных, часто встречающихся в практике тел, имеющих ярко выраженную анизотропную форму, БСЦ может значительно меняться (на 20–30 дБ) в зависимости от геометрии задачи, структуры волновода и строения дифрактора.

На рисунке показана форма зависимости уровней рассеянных сигналов, пропорциональных вариациям силы цели. Анализировался случай для моделей оболочки конечных размеров со сферическими торцами, когда падающая мода имела номер $n=1$ и принималась мода $m=3$, рассчитанный для частоты 250 Гц при рассея-

нии на абсолютно жесткой оболочке (слева) и при рассеянии на упругой оболочке (справа). Видно, что в пространстве углов падения и отражения можно выделить области, в которых проявляются эффекты незеркального рассеяния, обратного рассеяния, просветного рассеяния и т.д. При этом из-за резонансных эффектов изменение частоты поля подсветки существенно меняет структуру матрицы угловой зависимости силы цели. При таких измерениях следует учитывать, что в волноводе БСЦ зависит не только от ракурса и частоты, но и от взаимного расположения излучающих и приемных систем и цели, как в горизонтальной плоскости, так и по глубине. Это особенно ярко проявляется при перемещении цели вдоль протяженной траектории (см. рисунок, а также [3]).

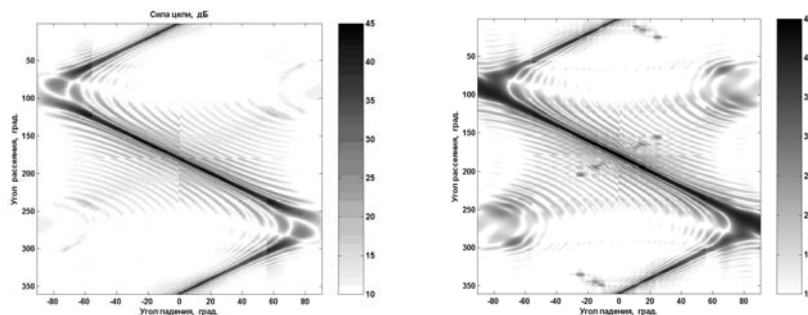


Рис. Структура БСЦ для различных типов дифракторов.

В случае, когда тело имеет достаточно большие размеры, рассеянные различными волновыми компонентами, а также бликовыми областями поля могут складываться в противофазе, что приведет к подавлению дифрагированных сигналов (этот эффект можно интерпретировать как уменьшение интегральной БСЦ). Кроме того, при перемещении тела БСЦ будет сильно варьироваться, что особенно ярко может проявляться в случае использования для измерения БСЦ одиночного излучателя и приемника.

При одном и том же взаимном расположении элементов схемы наблюдения БСЦ зависит от направленности излучающих и приемных антенн. Путем излучения и приема различных волноводных компонент с помощью антенн можно реализовать измерение отдельных парциальных компонент дифрагированного поля и обеспечить некогерентное сложение таких компонент, ослабляя интерференционное подавление уровня дифрагированных сигналов. Именно в этом заключается смысл мультистатической адаптации к условиям распространения сигнала в океаническом волноводе.

Работа выполнена при поддержке ведущей научной школы С.Н. Гурбатова (грант НШ-339.2014.2) и гранта РФФИ № 12-02-00543.

- [1] Смирнов И.П., Хилько А.И., Хилько А.А. // Изв. вуз. Радиофизика. 2009. Т. 52, № 2. С. 134.
- [2] Лучинин А.Г., Хилько А.И. // УФН. 2011. Т.181, № 11. С. 22.
- [3] Лебедев А.В., Хилько А.И. // Акуст. журнал. 1992. Т. 38, № 6. С. 1057.

**АДАПТИРОВАННОЕ МУЛЬТИСТАТИЧЕСКОЕ ГА НАБЛЮДЕНИЕ
В НЕСТАЦИОНАРНЫХ НЕОДНОРОДНЫХ ОКЕАНИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДА****А.И. Хилько^{1,2)}, И.П. Смирнов¹⁾, А.И. Малеханов^{1,2)}, А.А. Хилько²⁾**¹⁾*Институт прикладной физики РАН*²⁾*Нижегородский госуниверситет*

Система мониторинга океана, состоящая из совокупности пространственно распределенных, работающих совместно пассивно-активных гидроакустических (ГА) элементов позволяет обеспечить эффективное подводное наблюдение. Из-за нестационарности условий наблюдения и изменчивости наблюдаемых неоднородностей отношение уровней сигналов и помех существенно меняется в процессе наблюдения. В этой связи состав и структура таких интегрированных сетевых систем (ИСС) и алгоритмы совместной работы их элементов, включая принятие решений и управление работой, должны оптимизироваться с учетом особенностей решаемых задач и условий наблюдения. Такие системы должны обладать адаптивными свойствами, что позволяет минимизировать энергоресурсы, необходимые для работы отдельных элементов и системы наблюдения.

ИСС являются совокупностью элементов-технологий, включающих в себя акустические и неакустические приемные подсистемы, источники зондирующих сигналов, элементы акустической связи, подсистемы геофизических датчиков, а также центральные элементы сетей, обеспечивающих решение задач адаптивного наблюдения и управления потенциалом. Рациональная структура ИСС должна определяться гидролого-геофизическими условиями района, требуемой эффективностью наблюдения и требованиями по минимизации необходимых энергоинформационных ресурсов. В этом случае функционирование ИС системы представляет собой процедуру, включающую тестирование сетевых элементов, оптимизацию активации элементов и их адаптацию к изменениям среды.

Основой создания ИСС являются теория сенсорных сетей, специализированных для работы под водой, теория сложных систем, достижения подводной акустики, а также современные технические и технологические достижения в области сенсоров, источников сигналов, цифровой техники обработки, передачи и представления данных и морской робототехники. Обоснование и системное проектирование ИСС обеспечивается имитационным моделированием, использующим модели элементов ИСС, наблюдаемых неоднородностей, океанологических условий конкретных районов, помех, адаптированных к океанической среде зондирующих акустических сигналов, дифракции зондирующих сигналов локализованными и случайно распределенными неоднородностями, а также модели передачи, сбора и обработки данных от распределенных систем и управления ими.

На основе использования указанной модели обеспечивается прогноз эффективности вариантов ИСС для различных целей, районов и условий наблюдения, с учетом критериев эффективность-стоимость. Основным способом достижения требуемой зональной эффективности при выполнении условий скрытности для парциальных элементов-технологий является использование при их работе адаптированных

к среде высококогерентных зондирующих сигналов и методов фильтрации и накопления полезных сигналов при приеме, что обуславливается и энергетическими ограничениями. Сбор, объединенная обработка данных, отображение информации, управление подсистемами и принятие решений осуществляются мастер-элементами ИСС. Адаптированное к тактическим задачам и условиям управление процессом наблюдения обеспечивается оптимальным выбором решающих правил и критериев, а также может основываться на использовании морских роботизированных устройств в виде буксируемых, либо автономных, преимущественно подводных аппаратов различных типов, способных нести сенсорное, связанное (ретрансляционное) и навигационное оборудование. Различные варианты ИСС должны быть оборудованы средствами позиционирования и синхронизации работы составляющих ее элементов, а также подсистемами гидрофизических датчиков, обеспечивающими актуализацию океанологических данных.

Одним из примеров такой подсистемы является низкочастотная маломодовая акустическая томография океана, состоящая из пространственно разнесенных вертикально ориентированных решеток, излучающих и принимающих сложно модулированные маломодовые импульсы. В такой системе согласование зондирующих импульсов со средой осуществляется путем излучения и приёма распространяющихся с малыми потерями в ГА волноводе маломодовых сигналов. Работа такой ИСС заключается в фокусировке каждого из её элементов в заданную точку наблюдения и принятия решений при оценке параметров наблюдаемой неоднородности при использовании суммарной вероятности наблюдения, получаемой при накоплении вероятностей каждой томографической проекции. Это позволяет наблюдать относительно крупные неоднородности в пределах больших районов наблюдения.

При необходимости наблюдения более мелких неоднородностей система маломодовой томографии может быть дополнена высокочастотной томографической системой, в которой используются согласованные со средой ВЧ акустические пучки. В состав такой системы входят вертикально ориентированные излучающие и приемные решетки, формирующие сложно модулированные направленные в пространстве ГА импульсы. Как и в маломодовой томографии, каждая из решеток фокусируется в заданную точку наблюдения, а парциальные вероятности при принятии решения о значениях параметров неоднородностей накапливаются. Такие НЧ и ВЧ ГА томографические подсистемы являются достаточно сложными элементами, обеспечивающими согласованную со средой фокусировку всех решеток в точку наблюдения. Это позволяет минимизировать число элементов ИСС при решении конкретных задач. Возможна организация ИСС и на основе более простых элементов, например, одиночных приемников, которые распределены в пространстве, в частности, в виде барьера.

Работа выполнена при поддержке ведущей научной школы С.Н. Гурбатова НШ-339.2014.2.

**ФИЗИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА
МОРСКОЙ СЕЙСМОАКУСТИЧЕСКОЙ РАЗВЕДКИ**

**В.В. Курин¹⁾, В.И. Калинина²⁾, В.А. Лазарев²⁾, В.В. Уваров²⁾, А.А. Хилько¹⁾,
А.И. Хилько²⁾**

¹⁾Нижегородский госуниверситет

²⁾Институт прикладной физики РАН

Зондирование слоев морского дна осуществляется посредством измерения коэффициентов отражения звуковых и сейсмических волн от границ слоев. Натурные измерения являются весьма затратными. Кроме того, параметры задачи по восстановлению свойств донных слоёв по принятым отражениям звуковых волн, как правило, нельзя контролировать с достаточной достоверностью.

Измерения в контролируемых условиях можно проводить в бассейне комнатных размеров с помощью установки, моделирующей процессы отражения звука от многослойных твёрдых тел, погружённых в воду. Лабораторная установка представляет собой ванну из нержавеющей стали с размерами 2,97x0,8x0,71 м, заполненную пресной водой до уровня 60 см. Установка оснащена устройством контроля координат, при помощи которого можно выставлять излучатель и гидрофон в заданные точки пространства с точностью 0,1 мм. В соответствие с методом когерентного сейсмоакустического зондирования излучатель возбуждался линейно частотно модулированным (ЛЧМ) сигналом через усилитель мощности от цифрового генератора и цифроаналогового преобразователя (ЦАП). Принятые гидрофоном сигналы, преобразованные аналого-цифровым преобразователем (АЦП), запоминались в цифровом виде для дальнейшей обработки. Целью обработки являлось расширение динамического диапазона измеряемых величин акустического давления в зависимости от задержки сигнала.

Рассмотрим пример дна из 4-х слоёв: стекла толщиной 35 мм, стекла толщиной 25 мм, резины толщиной 33 мм и нержавеющей стали (см. табл. 1). Последовательно снимая слой за слоем, легко определить значения задержек, соответствующих каждой границе.

Матрица распределения сигнала по задержкам представлена на рисунке. Темная верхняя линия соответствует прямому лучу. Воспользовавшись значениями задержек, которые видны на линиях рисунка, расположенных чуть ниже прямого луча, можно определить вклады соответствующих границ в сигнал, пришедший от слоистого дна. Выражения для коэффициентов отражения от слоя m в слой n и преломления на границе этих слоев имеют вид [1]:

$$V_{PP} = \frac{Z_n^P \cdot \cos^2 2\theta_n^{SV} + Z_n^{SV} \cdot \sin^2 2\theta_n^{SV} - Z_m}{Z_n^P \cdot \cos^2 2\theta_n^{SV} + Z_n^{SV} \cdot \sin^2 2\theta_n^{SV} + Z_m}$$

Табл. 1

материал	v , м/с
стекло	$1,13 \times 10^3$
резина	$0,31 \times 10^3$
сталь	$6,65 \times 10^3$

$$W_{PP} = \frac{2\rho_m Z_n^P \cdot \cos 2\theta_n^{SV}}{\rho_n (Z_n^P \cdot \cos^2 2\theta_n^{SV} + Z_n^{SV} \cdot \sin^2 2\theta_n^{SV} + Z_m)},$$

$$W_{PS} = -\frac{2\rho_m Z_n^P \cdot \sin 2\theta_n^{SV}}{\rho_n (Z_n^P \cdot \cos^2 2\theta_n^{SV} + Z_n^{SV} \cdot \sin^2 2\theta_n^{SV} + Z_m)},$$

где $Z_m = \frac{\rho_m c_m}{\cos \theta_m}$, $Z_n^P = \frac{\rho_n v_n^P}{\cos \theta_n^P}$, $Z_n^{SV} = \frac{\rho_n v_n^{SV}}{\cos \theta_n^{SV}}$ импедансы сред m , n .

Разрешить приведенную систему относительно параметров ρ_m , ρ_n , c_m , v_n^P , v_n^{SV} (соответственно плотности и скорости звука в средах m , n ; причем в среде n волна может быть как продольной v_n^P , так и поперечной v_n^{SV}) можно с учетом закона Снеллиуса: $\sin \theta_m / c_m = \sin \theta_n^P / v_n^P = \sin \theta_n^{SV} / v_n^{SV}$, подбирая нужный набор θ_m углов падения на границу сред так, чтобы захватить максимум коэффициента отражения.

По аналогии с натурными измерениями при физическом моделировании излучались ЛЧМ последовательности с максимально возможной шириной полосы (в натурном эксперименте на Каспии полоса 100–700 Гц была ограничена конструкцией излучателя, в лабораторном бассейне 50–500 кГц – возможностями ЦАП). Сжатие ЛЧМ импульсов производилось посредством взаимной корреляционной обработки сигнала, принятого гидрофоном и сигнала цифрового генератора. Накопление (суммирование) сжатых импульсов позволяло несколько (в корень квадратный из числа импульсов раз) подавлять помехи, спектр которых лежал вне области спектра сигнала.

Однако, как видно из сравнения, дополнительного выигрыша в 25 дБ можно добиться, производя регистрацию сигнала в различных точках бассейна при устранении вибрации, источником которых было устройство перемещения гидрофона.

В заключение отметим, что, переходя от физического моделирования к натурным измерениям, когда не будет возможности манипулировать условиями отражения от дна, необходимым окажется математическое моделирование отраженного поля, возможности которого также придется проверять на физической модели.

Работа выполнена при поддержке Программы ОФН РАН «Фундаментальные основы акустической диагностики искусственных и природных сред», РФФИ (проект № 12-02-00543) и гранта государственной поддержки ведущих научных школ НШ-339.2014.2.

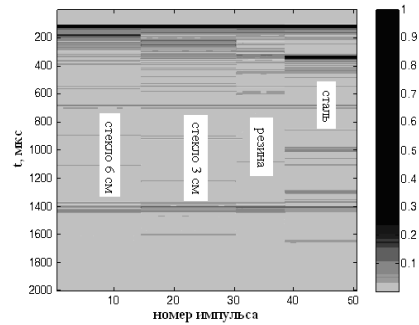


Рис.

[1] <http://www.rf.unn.ru/rus/sci/books/13/pdf/acoustics.pdf>

ГИДРОЛОКАЦИОННАЯ РЕГИСТРАЦИЯ ПУЗЫРЬКОВЫХ ВЫХОДОВ МЕТАНА НА ОЗЕРЕ БАЙКАЛ

С.И.Муякшин¹⁾, М.М. Макаров²⁾, Р.Ю.Гнаатовский²⁾,
Н.Г. Гранин²⁾, К.М. Кучер²⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет

²⁾Лимнологический институт СО РАН

С 2002 года по настоящее время в озере Байкал ведется эхолокационный поиск и мониторинг донных пузырьковых выходов метана (факелов). Для измерений используется доработанный и прокалиброванный эхолот Fugino FCV1100 с рабочей частотой 28 кГц и шириной диаграммы направленности 24°, который регистрирует данные в цифровой форме. На сегодняшний день обследовано примерно 27% площади озера и зарегистрировано более 100 мелководных выходов и около 20 находящихся на глубине, существенно превышающей глубину стабильности газового гидрата метана (ГГ) в Байкале (≈ 380 м). Факелы обнаружены во всех трех котловинах озера: южной, центральной и северной. Оценки пузырькового потока метана проводилась по методике [1]. Ее отличительными особенностями являются использование принципа некогерентного суммирования интенсивностей, учет распределения пузырьков по размерам и скорости всплытия. При этом импульсный объем эхолота рассматривается как пространственный фильтр. В статье [2] приведены результаты применения этой методики для 4-х мелководных факелов (>380 м) в Южном и Среднем Байкале. Для разных факелов были получены величины потока от 14 до 97 т/год.

К настоящему времени выполнена обработка данных зондирования около 30 факелов, находящихся на промежуточных (380÷1000 м) и малых (<380 м) глубинах. Для оценки высоты факелов была введена пороговая величина объемного сечения рассеяния (-80 дБ отн. 1/м). Было выяснено, что высота факелов изменяется от 100÷300 м (при потоках 1÷30 т/год) до 500÷900 м (при потоках 30÷110 т/год). Факелы с глубин 900÷1300 м даже при потоках 30÷100 т/год никогда не поднимаются выше глубины устойчивости газовых гидратов (ГГ). Но при сравнимых потоках факелы с глубин 400÷600 м иногда почти достигают поверхности. Большая величина потоков, как в мелководных, так и в мелководных факелах, может объясняться их групповым характером [3]. При уменьшении потока (< 30 т/год) высота факелов, возникших на глубинах 400÷600 м, быстро падает.

На графике зависимости высоты факела от потока (см. рисунок) четко выделяются три группы: мелководная ($h > 1000$ м, черные кружки), относящаяся к средним глубинам ($380 < h < 1000$ м, пустые кружки) и мелководная ($h < 380$ м, пустые квадраты). Для этих групп получены логарифмические регрессионные зависимости высоты факела от потока $H = H_0 + K \cdot \log(\text{Flux})$, которые характеризуются различными параметрами H_0 и K .

Согласно полученным данным большинство выходов газа действуют при всех посещениях, однако некоторые из них активны только время от времени. На сегодняшний день зарегистрировано несколько случаев «извержений» факелов. Для примера приведем событие, зарегистрированное в 1:22 18.07.2012 в районе грязево-

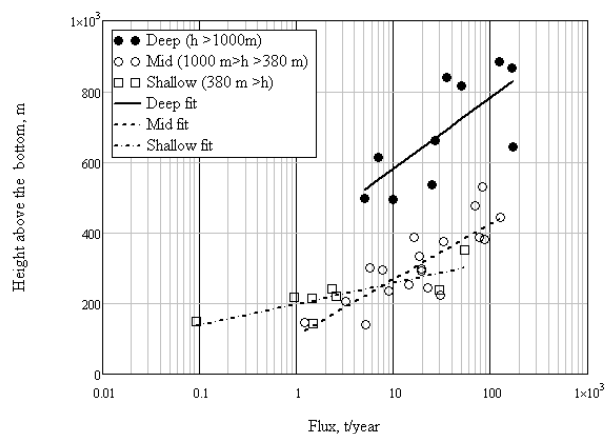


Рис.

го вулкана «Маленький» (глубина места 1295 м). Высота факела возросла до 783 м менее чем за 1 час, средняя скорость увеличения высоты факела составила 17 см/сек. С такой скоростью всплывают пузырьки с диаметром от 1 до 2 мм.

Сформулируем основные результаты данного исследования.

1. Найдена связь между высотой факела и потоком газа. Она имеет логарифмический характер и отличается для глубоководных и мелководных факелов. Эту закономерность можно использовать для грубой оперативной оценки потока по эхограмме.

2. Обнаружено нестационарное поведение некоторых пузырьковых выходов газа, проявляющееся в аperiodических взрывных выбросах пузырьковых облаков. Возможно, они вызваны отдаленными землетрясениями. Обнаружение этого явления показывает необходимость его дальнейшего изучения с целью оценки вклада в полный поток газа из донных осадков.

Работа поддержана базовым проектом VIII.76.1.5 «Изменение абиотических и биотических характеристик экосистемы озера Байкал под влиянием природных и антропогенных факторов», государственная регистрация № 01201353446.

- [1] Муякшин С.И., Заутер Е. // Океанология. 2010. Т. 50, № 6. С. 1045.
- [2] Granin N.G., Makarov M.M., Muyakshin S.I., Kucher K.M., Granina L.Z. //Geo Marine Lett. 2012. V.32, No.5-6. P.427.
- [3] Granin N.G., Makarov M.M., Kucher K.M., Gnatovsky R.Y. //Geo Marine Lett. 2010. V.30, No.3-4. P.399.

РЕГИСТРАЦИЯ ВОЗДУШНО-АКУСТИЧЕСКОГО СИГНАЛА ДВИЖУЩЕГОСЯ ИСТОЧНИКА КРЕСТООБРАЗНОЙ АНТЕННОЙ

Ю.М. Заславский

Институт прикладной физики РАН

Контроль (мониторинг) движения наземного городского транспорта в режиме непрерывного слежения за отдельно выделенными объектами в общем потоке может осуществляться путем пассивной локации объектов на основе регистрации их собственного акустического шума. В этой связи рассматривается регистрация гармонического акустического сигнала частоты ω в атмосфере системой приемников, образующих фазированную решетку типа крест Миллса с эквидистантным заполнением $2N$ элементами в каждом плече. Точечный монополь движется в воздушной среде с дозвуковой скоростью $V/c < 1$, сначала приближаясь, а затем удаляясь, причем боковое удаление H от оси, идущей через центр решетки, остается неизменным (рис. 1). В этом случае угол между вектором скорости и осью равен углу азимута источника θ . Сигнал с выхода антенны рассматривается как функция указанного угла, скорости движения источника, частоты сигнала и параметров антенны.

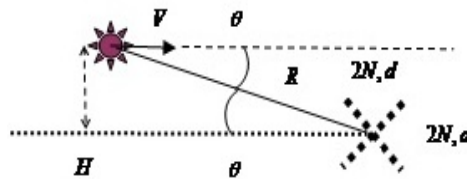


Рис. 1

Суммарный отклик с выхода одного из плеч антенны в неподвижной системе координат, связанной с центром антенны [1, 2], имеет следующую зависимость от азимутального угла θ :

$$u \sim (1 + M \cos \theta) \frac{\sin(\pi \xi N \cos \theta (1 + M \cos \theta))}{\sin(\pi \xi \cos \theta (1 + M \cos \theta))} \cdot \cos(\pi \xi (N + 1) \cos \theta (1 + M \cos \theta)) e^{-i\omega(1+M \cos \theta)(t-R/c) / R}, \quad (1)$$

где $M = V/c$, $\xi = d/\lambda$, d – шаг дискретизации пространственного местоположения датчиков в апертуре, λ – длина волны звука, N – половина от числа приемников в одном плече, интенсивность источника излучения принята единичной.

После суммирования (1) с аналогичным выражением для отклика во втором плече (заменяя $\cos \theta \rightarrow \sin \theta$ перед скобкой, содержащей поправку на доплеровский сдвиг), получается формула для отклика с выхода крестообразной антенны. На её

основе построены графики зависимости от угла $0 \leq \theta \leq \pi$ амплитуды суммарного отклика при $\xi = 0,25$, $N = 20$ для неподвижного источника (рис. 2а: $M_1 = 0$) и в случае движущегося источника (рис. 2б,в). Зависимости, соответствующие приближающемуся источнику, демонстрируются на рис. 2б ($M_2 = 0,25$) и рис. 2в ($M_3 = 0,5$) левым крылом графиков $0 \leq \theta \leq \pi/2$. Случай удаляющегося источника представлен на рис. 2б,в правым крылом графиков $\pi/2 \leq \theta \leq \pi$.

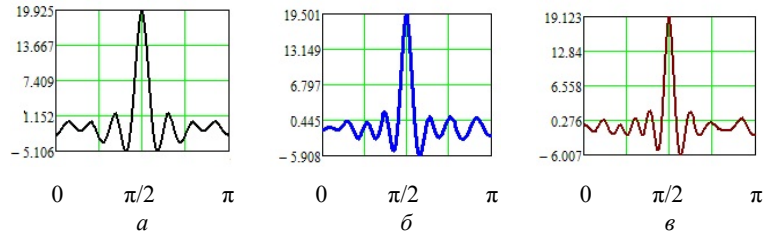


Рис. 2

При неподвижном источнике (рис. 2а) форма отклика симметрична. В случае движущегося источника (рис. 2б,в) в его форме возникает асимметрия: часть зависимости, соответствующая приближению источника (углы $0 \leq \theta \leq \pi/2$), отличается от аналогичной, соответствующей удалению (углы $\pi/2 \leq \theta \leq \pi$). С ростом скорости источника происходит некоторое сужение максимума характеристики и изменение числа «лепестков» в левом и правом крыльях. Угловое сканирование максимума в области траверса может быть обеспечено путем перестройки регистрируемой частоты ω .

В случае сейсмического аналога имеет место движение источника осциллирующей силы вдоль земной поверхности, который возбуждает поверхностную волну на границе упругого полупространства. Поле поверхностной волны регистрируется на сейсмическую косу, также имеющую два плеча, образующие крест. Полученные графики показывают, что ширина максимума отклика определяется параметрами антенны (шириной главного лепестка), но эта величина в определенной степени зависит и от скорости движения источника, что может влиять на точность пеленга.

- [1] Блохинцев Д.И. Акустика неоднородной движущейся среды. – М.: Наука. 1981, 208 с.
 [2] Смаришев М.Д., Добровольский Ю.Ю. Гидроакустические антенны. Справочник. – Л.: Судостроение. 1984, 300 с.

О МЕТОДИКЕ ИЗМЕРЕНИЯ ЗАТУХАНИЯ УЛЬТРАЗВУКА В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ С МИКРОСТРУКТУРОЙ

Н.Е. Никитина

Институт проблем машиностроения РАН

Характерным отличием распространения акустических импульсов в твердых телах от распространения радиоволн или сигналов в электрических цепях является частотная зависимость коэффициента затухания (КЗ) волн, физические механизмы которой могут быть разными в зависимости от структуры материала и длины волны. Коэффициент затухания ультразвука, определяемый по экспоненциальному ослаблению амплитуды сигнала, складывается в основном из величин поглощения и рассеяния упругих волн, отличающихся тем, что в первом случае звуковая (ультразвуковая) энергия переходит в тепловую, а во втором остается звуковой, но уходит в направления, не совпадающие с нормалью к волновому фронту. Если записать выражение для КЗ в форме $\alpha = \alpha_0 (\omega/\omega_0)^s$, то поглощению (потерям на гистерезис) отвечает $s=1$, когерентному рассеянию или связанному с влиянием дислокаций $s=2$, релеевскому (длинноволновое приближение) $s=4$ [1]. В реальном материале обычно имеется не один механизм затухания ультразвука, и величина s определяется результатом их конкуренции.

Распространение узкополосного сигнала колоколообразной (гауссовой) формы в слабодиспергирующей среде с поглощением [2] позволило выявить разницу между коэффициентами затухания, определяемыми по максимуму амплитуды импульса и соответствующими величинами для гармонической волны несущей частоты. Измеренная величина КЗ в такой среде всегда меньше действительной, так как основная частота импульса при его распространении уменьшается. Также аналитически, с использованием прямого и обратного преобразования Фурье, можно решить задачу о распространении указанного импульса в среде с квадратичной зависимостью затухания от частоты [3]. В этом случае присутствуют как эффект уменьшения частоты, так и расплывание импульса, обусловленное нелинейной зависимостью затухания от частоты.

В.М. Меркулова [4] изучила вопрос о погрешностях измерения коэффициента затухания ультразвука, определяемых формой импульсов, и характером затухания волн, определяемом вышеприведенной формулой, при любом четном s . Путем разложения подынтегральной функции в ряд она получила приближенные выражения, определяющие зависимость основной частоты и обратной длительности импульса от пройденного им пути x . Введя в них эффективную длительность импульса $2\tau_0$ вместо ее обратной величины, можно получить следующее выражение для коэффициента затухания, измеренного по максимуму амплитуды в импульсе, в отличие от величины α_0 , соответствующей гармонической волне частотой ω_0 :

$$\alpha(x) = \alpha_0 [1 + s(s-1)(2\omega_0^2\tau_0^2)^{-1} - s^2(2\omega_0^2\tau_0^2)^{-1}\alpha_0 x]. \quad (1)$$

Формула получена в приближении малости величины $2(\omega_0^2 \tau_0^2)^{-1}$, которая со ссылкой на практику ультразвукового контроля принята равной $10^{-2} - 10^{-4}$ (при этом безразмерная эффективная длительность импульса $n = 2\tau_0/T_0$ около 2–20 периодов T_0 основной частоты). Она показывает влияние двух конкурирующих эффектов на измеряемую величину КЗ: увеличение его за счет расплывания импульса и уменьшение за счет уменьшения основной частоты. При выполнении равенства $\alpha_0 x = 1 - \frac{1}{s}$ измеренный импульсным методом КЗ совпадает с действительным. Для повышения точности измерений следует выбирать такой диапазон изменения амплитуд сигналов, чтобы это равенство выполнялось. Если это невозможно при сильном затухании сигнала или больших размерах исследуемых образцов, надо применять формулу (1), вычисляя значение α_0 при измеренной величине α .

В таблице приведены результаты измерения коэффициентов затухания сдвиговых волн с основной частотой 4,7 МГц и эффективной длительностью около 4 периодов, распространяющихся вдоль (α_{\parallel}) и поперек (α_{\perp}) направления проката в образцах, вырезанных из прокатанного листа высокопрочной стали с размером мартенситных игл 30-50 мкм. По предварительной оценке величины КЗ ультразвука ($\alpha \approx 3\text{ м}^{-1}$) найдено расстояние, которое соответствует наименьшей погрешности импульсных измерений – 15-25 см, на котором укладывается 2-3 эхо-импульса. Они и были выбраны для окончательной оценки затухания УЗ в материале.

Табл.

№ образца	1	2	3	4	5	6	7	8	среднее
α_{\parallel} , нп/м	3,31	3,44	3,18	3,25	3,40	3,24	3,24	3,52	3,23
α_{\perp} , нп/м	3,59	3,40	3,76	3,34	3,36	3,37	3,74	3,53	3,51

Погрешность измерения затухания составляет 5%, то есть около 0,2 нп/м. Разница в 8% средних величин затухания для волн взаимно перпендикулярной поляризации, по видимому, определяется спецификой распределения размеров структурных компонент в двух этих направлениях – эффективный размерный параметр среды больше в направлении преимущественной ориентации зерен или кристаллитов.

- [1] Шермергор Т.Д. Теория упругости микронеоднородных сред. – М.: Наука, 1977, 399 с.
 [2] Никитина Н.Е. /В кн.: Тр. Российской ассоциации «Женщины-математики». – Н. Новгород: ТАЛАМ, 2001. Т.9. С. 67.
 [3] Н.Е. Никитина. Акустоупругость. Опыт практического применения. – Н. Новгород: ТАЛАМ, 2005, 208 с.
 [4] Меркулова В.М. // Акуст. журн. 1966. Т. 12. Вып. 4. С. 474.

ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕРМООБРАБОТКИ НА СТРУКТУРНОЕ СОСТОЯНИЕ КОНСТРУКЦИОННОГО МАТЕРИАЛА

Е.А. Мотова, Н.Е. Никитина

Институт проблем машиностроения РАН

В практике неразрушающего контроля все большее распространение получают акустические методы [1]. Наиболее часто при оценке технического состояния конструкционных материалов используется ультразвуковой эхо-импульсный метод. Для изучения влияния термообработки на конструкционный материал нами использован акустический стенд, собранный на основе измерителя временных интервалов И2-26 [2, 3]. Исследованы лопатки шестой, седьмой и восьмой ступеней турбокомпрессора высокого давления, отработавшие установленный срок, и те же лопатки, подвергшиеся восстановительной термической обработке. Лопатки изготовлены из нержавеющей жаропрочной стали 14X17H2Ш (сплав ЭИ961).

Контролю подвергали среднюю часть вблизи основания пера лопатки. Для контроля использовали сдвиговые волны, распространяющиеся по нормали к поверхности детали и поляризованные вдоль или поперек продольной оси лопатки. Для каждой серии испытуемых деталей проведены прецизионные измерения задержек импульсов сдвиговых волн и измерения ослабления амплитуды импульсов в материале. По результатам измерений вычислены параметры собственной акустической анизотропии материала [4] и коэффициент затухания упругих волн в материале лопаток турбокомпрессора.

Параметр акустической анизотропии материала a определяли экспериментально по результатам измерения времени распространения в исследуемой стали импульсов сдвиговых волн взаимно перпендикулярной поляризации:

$$a = \frac{t_2 - t_1}{t_{cp}} = \frac{V_1 - V_2}{V_{cp}},$$

где t_1 и t_2 – задержки в материале импульсов сдвиговых волн, поляризованных вдоль и поперек оси детали; V_1 и V_2 – скорости сдвиговых волн, распространяющихся по нормали к поверхности детали.

Параметр собственной акустической анизотропии материала после термообработки обычно уменьшается. Существенное уменьшение указанного параметра наблюдается для лопаток 6-й и 8-й ступеней. В лопатках 7-й ступени акустическая анизотропия после термообработки растет. В то же время при проведении исследований было выявлено нестандартное акустическое поведение этих лопаток по сравнению с лопатками шестой и восьмой ступеней, а также лопатками, исследованными ранее. Особенности картин эхо-импульсов на экране осциллографа дают дополнительную информацию о распространении акустических импульсов в материале указанных деталей. На рис. 1 для примера приведена картина отраженных импульсов в лопатке восьмой ступени, обычно наблюдаемая при измерениях. Картины эхо-импульсов для лопаток седьмой ступени, приведенные на рис. 2, 3, свидетельствуют о возникновении эффекта интерференции сдвиговых волн, обусловленных



Рис. 1



Рис. 2



Рис. 3

либо сильной неоднородностью материала, либо несовпадением направлений осей его симметрии и осей симметрии детали. Указанные факты могут свидетельствовать о том, что собственная акустическая анизотропия лопаток седьмой ступени обусловлена не столько структурными изменениями в материале, сколько пластической деформацией сдвига или кручения, вплоть до возникновения расслоений. Полученные нестандартные результаты можно объяснить плохим закреплением лопаток в гнездах при эксплуатации или применением чрезмерных усилий при попытках вставить или удалить их из места крепления.

На основании исследований можно сделать следующие выводы.

1. Величина акустической анизотропии может служить в качестве информативного параметра для неразрушающего контроля материала деталей сложной формы после эксплуатации в течение установленного срока и после восстановления, включающего термообработку.

2. Две из лопаток седьмой ступени получили при эксплуатации необратимые повреждения, которые не удастся исправить путем восстановительной обработки. Рекомендовано не проводить восстановительный ремонт этих лопаток.

3. Величина коэффициента затухания сдвиговых волн после восстановительной термообработки оказалась менее чувствительным акустическим параметром ввиду того, что в деталях сложной формы ослабление импульсов в самом материале составляет незначительную часть от результирующей величины, определяемой в основном расхождением ультразвукового пучка.

- [1] Муравьев В.В., Зуев Л.Б., Комаров К.Л. Скорость звука и структура сталей и сплавов. – Новосибирск: Наука. 1996, 184 с.
- [2] Моничев С.А., Никитина Н.Е. Ультразвуковой эхо-метод исследования упругих свойств твердых тел. Препринт № 24-04-03/Нф. – Н. Новгород: ИМАШ РАН, 2004, 22 с.
- [3] Никитина Н.Е. Акустоупругость. Опыт практического применения. – Н. Новгород: ТАЛАМ, 2005, 208 с.
- [4] Мотова Е. А., Никитина Н.Е. /В кн. Труды XVII научной конференции по радиофизике, посвященной 100-летию со дня рождения В.С. Троицкого. – Н. Новгород: ННГУ, 2013. С. 254.

**РАСПРОСТРАНЕНИЕ ОДНОПОЛЯРНЫХ ИМПУЛЬСОВ ДЕФОРМАЦИИ
В ГИСТЕРЕЗИСНЫХ СРЕДАХ С НАСЫЩЕНИЕМ НЕЛИНЕЙНЫХ ПОТЕРЬ**

В.Е. Назаров, С.Б. Кияшко

Институт прикладной физики РАН

Теория волновых процессов в идеальных (без диссипации) упругих средах с квадратичной нелинейностью развита достаточно подробно. Из этой теории следует, что при распространении в такой среде однополярного возмущения вначале происходит укрупнение его фронта (переднего или заднего, в зависимости от знака параметра нелинейности среды), а затем в его профиле образуется неоднозначность или «перехлест». Вследствие физической нереализуемости «перехлеста», в профиль возмущения вводится разрыв – ударный фронт, что приводит к нелинейному поглощению возмущения и увеличению его длительности, при этом импульс возмущения сохраняется, а его энергия уменьшается. Результаты исследования эффектов дислокационного амплитудно-зависимого внутреннего трения в поликристаллических металлах и горных породах свидетельствуют о том, что их уравнения состояния описываются гистерезисной зависимостью $\sigma = \sigma(\varepsilon, \text{sign}(\partial\varepsilon/\partial t))$, где σ и ε – напряжение и деформация, при этом в некоторых металлах (в отожженной меди, цинке и свинце) имеет место насыщение нелинейных (гистерезисных) потерь.

В настоящей работе проводится теоретическое исследование и анализ распространения однополярных импульсных возмущений в гистерезисных средах с насыщением нелинейных потерь. Уравнение состояния таких сред имеет вид:

$$\sigma(\varepsilon, \text{sign}\dot{\varepsilon}) = E[\varepsilon - f(\varepsilon, \text{sign}\dot{\varepsilon})], \quad (1)$$

$$f(\varepsilon, \text{sign}\dot{\varepsilon}) = \frac{1}{2(1 + \gamma_0|\varepsilon|)} \begin{cases} \gamma_1\varepsilon^2, & \varepsilon > 0, \dot{\varepsilon} > 0; \\ -\gamma_2\varepsilon^2 + (\gamma_1 + \gamma_2)\varepsilon_m\varepsilon, & \varepsilon > 0, \dot{\varepsilon} < 0; \\ -\gamma_3\varepsilon^2, & \varepsilon < 0, \dot{\varepsilon} < 0; \\ \gamma_4\varepsilon^2 + (\gamma_3 + \gamma_4)\varepsilon_m\varepsilon, & \varepsilon < 0, \dot{\varepsilon} > 0, \end{cases} \quad (2)$$

где ε_m – амплитуда деформации, $\gamma_0 > 0$, $\gamma_1 + \gamma_2 > 0$, $\gamma_3 + \gamma_4 > 0$. Подставляя уравнение (1), (2) в уравнение движения $\rho U_{tt} = \sigma_x$ и переходя к сопровождающей системе координат $\tau = t - x/C_0$, $x' = x$, где ρ – плотность, U – смещение, $C_0 = (E/\rho)$, получим волновое уравнение:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = -\frac{1}{2C_0} \frac{\partial f(\varepsilon, \text{sign}\dot{\varepsilon})}{\partial \tau}. \quad (3)$$

Граничное условие зададим в виде симметричного треугольного возмущения:

$$\varepsilon(0, \theta) = 2\varepsilon_0 \cdot \begin{cases} \theta, & 0 \leq \theta \leq 1/2; \\ 1 - \theta, & 1/2 < \theta < 1, \end{cases} \quad (4)$$

где $\varepsilon_0 > 0$ и T – амплитуда и длительность возмущения, $\theta = \tau/T$.

Точное решение уравнения (3) с граничным условием (4) записывается в неявной форме и имеет следующий вид:

$$e(z, \theta) = 2 \cdot \begin{cases} \theta - \frac{e(z, \theta)[2 + ae(z, \theta)]}{4[1 + ae(z, \theta)]^2} z, & \dot{e}(z, \theta) > 0; \\ 1 - \theta - \frac{\mu e(z, \theta)[2 + ae(z, \theta)]}{4[1 + ae(z, \theta)]^2} z + \frac{1 + \mu}{4[1 + ae(z, \theta)]^2} \int_0^z e_m(z') dz', & \dot{e}(z, \theta) < 0, \end{cases}$$

где $e(z, \theta) = \varepsilon(z, \theta)/\varepsilon_0$, $e_m(z, \theta) = \varepsilon_m(z, \theta)/\varepsilon_0$, $a = \gamma_0 \varepsilon_0$, $z = y \varepsilon_0$, $y = \gamma_1 x / C_0 T$, $\mu = \gamma_2 / \gamma_1$.

Амплитуда e_m определяется значением $e(z, \theta)$ в точке $\theta_m(z)$ пересечения переднего ($\partial e(z, \theta) / \partial \theta > 0$, $0 < \theta < \theta_m$) и заднего ($\partial e(z, \theta) / \partial \theta < 0$, $\theta_m < \theta < \theta^*$) фронтов возмущения, т.е. в его вершине:

$$e_m = 2 \left[\theta_m - \frac{e_m(2 + ae_m)}{4(1 + ae_m)^2} z \right], \quad (5)$$

$$e_m = 2 \left[1 - \theta_m - \frac{\mu e_m(2 + ae_m)}{4(1 + ae_m)^2} z + \frac{1 + \mu}{4(1 + ae_m)^2} \int_0^z e_m(z') dz' \right]. \quad (6)$$

Длительность возмущения определяется выражением:

$$\theta^*(z) = 1 + \frac{1 + \mu}{4} \int_0^z e_m(z') dz'.$$

Из уравнений (5) и (6) находим уравнение для определения амплитуды $e_m(z)$:

$$4ae_m^3 + [2(1 - 2a) + (1 + \mu)z]e_m^2 - 2 = 0.$$

При $a \ll 1$ $e_m(z) = (1 + (1 + \mu)z/2)^{-1/2}$, $\theta^*(z) = (1 + (1 + \mu)z/2)^{1/2}$, $\theta_m(z) = e_m(z)(1 + z)/2$, при $a \gg 1$ $e_m = 1 - (1 + \mu)y/4\gamma_0$. Амплитуда $e_m(z)$ с увеличением z уменьшается, а длительность $\theta^*(z)$ растет, при этом импульс возмущения I не меняется:

$$I = E \int_0^{\theta^*} \varepsilon(x, \theta) d\theta = E\varepsilon_0/2 = const.$$

Установленные закономерности нелинейного распространения однополярных возмущений в гистерезисных средах могут быть использованы при проведении соответствующих экспериментов с целью определения параметров нелинейности таких сред и их нелинейной акустической диагностики.

ОЦЕНКА ПРОСТРАНСТВЕННОЙ РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ МНОГОПОЗИЦИОННОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Н.А. Миронов

Нижегородская академия МВД России

Значительный интерес к вопросам теории пространственно-временной фильтрации и обработки сигналов в измерительных акустических системах в настоящее время объясняется развитием техники фазированных антенных решеток и стремлением улучшить помехоустойчивость таких систем [1, 2]. Важнейшей остается проблема выделения полезных сигналов из аддитивной смеси с помехами от пространственно распределенных источников при отсутствии априорной информации о помеховой обстановке [3].

В данной работе рассматривается акустическая система из восьми микрофонов, равномерно распределенных по периметру сцены, на которой одновременно разговаривают несколько человек. Каждый микрофон регистрирует сумму всех акустических сигналов, один из которых является полезным, а остальные – помехой. Для выделения полезного сигнала в каждый регистрируемый сигнал вводятся временные задержки таким образом, чтобы приходящие на каждый микрофон сигналы из произвольно выбранной точки пространства регистрировались синхронно. Все сигналы суммируются, и амплитуда полезного сигнала увеличивается в восемь раз. При этом значительно подавляются сигналы от источников помех [3].

Для начала разберем принцип работы предложенной акустической системы при наличии единственного источника гармонического сигнала в центре сцены $S(t) = A \sin(2\pi f_0 t)$. При разных расстояниях r от источника до приемного устройства с номером i , сигналу требуется разное время $\tau_i = r_i/c$, чтобы достичь микрофона. Чтобы получить максимальную мощность принятого полезного сигнала, необходимо, чтобы сигналы от источника регистрировались на всех приемниках в одно и то же время. После введения задержек принятый i -м каналом сигнал может быть представлен следующей формулой:

$$S_{np} = \frac{A}{r_i} \sin\left(2\pi f_0 \left(t - \left(\frac{r_i}{c} - \frac{r_{ji}}{c}\right)\right)\right)$$

где r_{ji} – расстояние от точки фокусировки системы до i -ого источника. На рис. 1 приведено распределение зависимости средней мощности суммы задержанных сигналов, принимаемых всеми микрофонами от координат точки фокусировки. Из полученного рисунка видно, что максимум средней мощности находится в центре сцены, где и расположен источник сигнала. Кроме того, легко заметить наличие большого числа побочных максимумов, связанное с периодичностью гармонической волны.

Речевой сигнал отличается от гармонического и имеет более широкий спектр. Простейшей моделью речевого сигнала является гауссов шум с почти равномерным спектром в области частот от 300 до 3400 Гц. Поместим в центр сцены источник такого сигнала. Рассмотрим, как изменится распределение средней мощности после введения задержек в каждый приемный канал аналогичным способом.

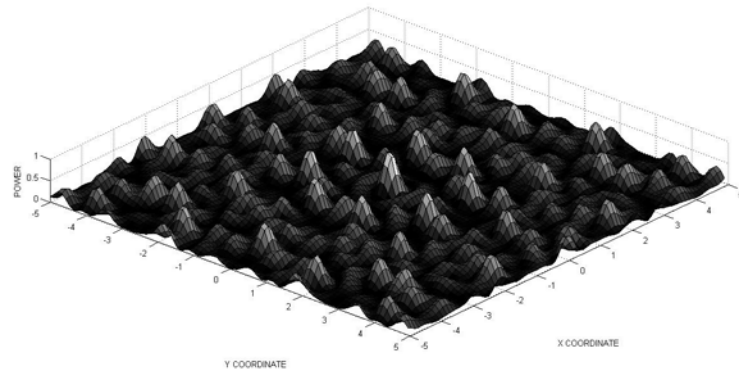


Рис. 1

Распределение средней мощности по координатам точек фокусировки (рис. 2) утратит периодическую структуру, боковые лепестки станут существенно меньше и распределятся вдоль лучей от источника сигнала к микрофонам.

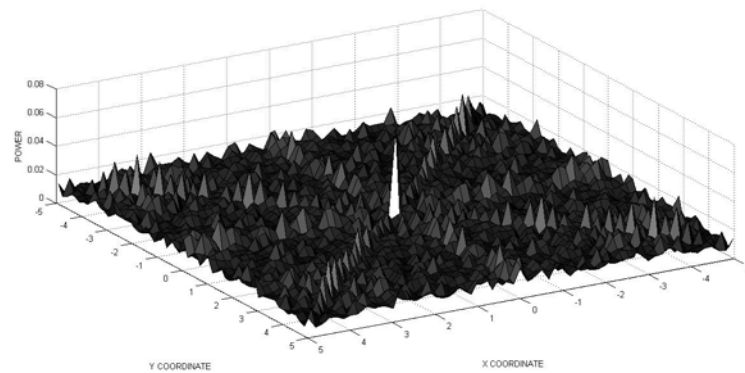


Рис. 2

По полученному распределению средней мощности суммы сигналов удалось оценить разрешающую способность такой системы. Для этого была измерена ширина главного максимума по уровню -3 Дб. Разрешающая способность предложенной измерительной системы составила 6 см.

- [1] Гетманов В.Г. Цифровая обработка сигналов. – М.: НИЯУ МИФИ, 2010, 232 с.
- [2] Гимпилевич Ю.Б. Сигналы и процессы в радиотехнике. – Севастополь: СевНТУ, 2003, 272 с.
- [3] Канащенков А.И., Меркулов В.И. Защита радиолокационных систем от помех. Состояние и тенденции развития. – М.: Радиотехника, 2003, 416 с.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ СПЕКЛОВОЙ СТРУКТУРЫ ОКТ ИЗОБРАЖЕНИЙ ПРИ ДЕФОРМАЦИИ БИОТКАНИ

Л.А. Матвеев, В.Ю. Зайцев, А.Л. Матвеев, Г.В. Геликонов, В. М. Геликонов

*Нижегородский госуниверситет
Институт прикладной физики РАН*

В последние годы происходит активное развитие методов эластографии на основе оптической когерентной томографии (ОКТ) (см. недавний обзор [1]). С целью численной апробации развиваемых алгоритмов получения эластограмм в ОКТ предложен способ моделирования спеклковой структуры ОКТ-изображений в спектральной ОКТ, позволяющий корректно проследить эволюцию спеклов в процессе деформации биоткани. В отличие от других способов моделирования спеклковой структуры, предложенная в докладе модель строго учитывает изменение как абсолютного, так и относительного расположения рассеивателей в среде при её деформации. Принцип получения А-сканов в значительной степени воспроизводит реальный процесс формирования А-сканов в спектральной ОКТ и основан на непосредственном моделировании процесса формирования комплексного спектра на приёмной линейке фотодетекторов в спектральной ОКТ (см. принципиальную схему в [2]). Расположение по глубине z_j для отдельных рассеивателей (для простоты – с одинаковой силой рассеяния) учитывается через соответствующие фазы при суммировании их вкладов в суммарный принимаемый спектр на линейке фотодетекторов спектр:

$$\tilde{S} = \sum_n \sum_j S_n \exp(i2k_0 z_j) \exp\left(i \frac{2\pi n}{H} z_j\right), \quad (1)$$

где n соответствует суммированию по номеру элементов линейки фотодетекторов (т.е. получаемых дискретных спектральных компонент); S_n описывает спектральную форму аппаратной функции ОКТ-системы (например, форму спектра источника); k_0 – волновое число, соответствующее центральной частоте источника света; H – максимальная наблюдаемая глубина, соответствующая ширине спектра.

При моделировании ОКТ-изображений, получающихся в процессе деформации ткани применяется следующая последовательность действий:

1. Для каждого рассеивателя вычисляется координата, которую он приобретает из-за смещений в процессе деформации.
2. Вычисляется вклад в суммарный спектр от каждого рассеивателя независимо.
3. Вклады в спектры от всех рассеивателей суммируются в один спектр (1), при этом учитывается форма аппаратной функции ОКТ-системы.
4. Обратное преобразование Фурье от получившегося суммарного спектра (1) даёт А-скан на изображении. Из А-сканов формируется В-скан.

Важно, что координата каждого из рассеивателей меняется непрерывно (соответственно, все субпиксельные смещения рассеивателей учитываются с высокой точностью, соответствующей разрядности массивов в компьютерной программе).

Статистические параметры спекловой структуры на реальных и смоделированных ОКТ изображениях хорошо совпадают. На рис. (а) представлена гистограмма распределения спекловых пятен по интенсивности на реальном ОКТ-изображении силиконовой смазки. На рис. (б) представлена аналогичная гистограмма, соответствующая смоделированному изображению. На рис. (в) показаны смоделированные зависимости декорреляции спекловой структуры ОКТ сканов в окне 7×7 в зависимости от деформации для разных значений несущей волны источника ОКТ-системы. Для случая, когда длина волны и длина когерентности сопоставимы (при длине волны $\lambda=16$), мигание спеклов слабое, и декорреляция в обсуждаемом диапазоне деформаций слаба. В случае, когда длина волны на порядок меньше длины когерентности (случай $\lambda=1$), мигание сильное и практически полная декорреляция спекловой структуры происходит уже при 1,5–2% деформации (см. [3]).

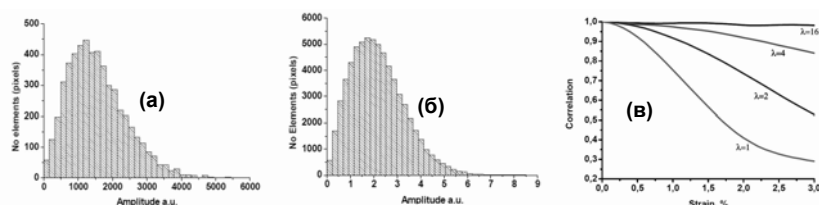


Рис.

Предложенное моделирование позволяет исследовать влияние основных параметров ОКТ-системы (длины когерентности, длины несущей волны, количество спектральных компонент и элементов приемной линейки и т.д.) на эволюцию ОКТ-изображений в процессе деформации и потому может быть применено для численной апробации различных алгоритмов обработки ОКТ-изображений (в том числе для получения эластограмм, карт микроциркуляций, исследования реологических свойств и т.д.) на основе последовательности как чисто интенсивностных, так и полных (т.е. с амплитудой и фазой) ОКТ-сигналов.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (№ 13-02-00627-а и № 13-02-97131-р_поволжье_а), гранта Правительства Российской Федерации (контракт № 11.G34.31.0066) и гранта Президента РФ для молодых ученых (№ МК-4826.2013.2).

- [1] Kennedy B.F., Kennedy K.M., Sampson D.D // IEEE J. of Selected Topics in Quantum Electron. 2014. V. 20(2). P. 7101217.
- [2] Wang R.K. // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 90(5). P. 054103.
- [3] Zaitsev V.Yu., Matveev L.A., Gelikonov G.V., Matveyev A.L., Gelikonov V.M. // J. Biomedical Opt. 2014. V. 19(2). P. 021107.

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК МНОГОСЛОЙНЫХ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

В.В. Казаков

*Нижегородский госуниверситет
Институт прикладной физики РАН*

Вопросам улучшения технических характеристик ультразвуковых пьезопреобразователей в режимах излучения и приема путем использования электрических корректирующих цепей посвящено очень большое число работ [1–4]. Преобразователи такого типа востребованы, например, для использования в ультразвуковых эластометрах, использующих для смещения ткани радиационное давление сфокусированной ультразвуковой волны, когда преобразователь последовательно работает в режиме излучения коротких и длинных импульсов.

Общая схема исследования частотных характеристик ультразвуковых преобразователей приведена на рис. 1. Радиоимпульс, состоящий из 20-ти периодов частоты f и амплитуды 8 В, с генератора AFG3022B подавался на исследуемый преобразователь ПР1. Сфокусированная на расстоянии 23 мм ультразвуковая волна принималась приемным преобразователем ПР2, в качестве которого использовался прямой преобразователь П1111-5-К6. Оба преобразователя помещались в кювету с водой. Частота генератора перестраивалась в диапазоне $f = 2,6 \div 3,6$ МГц с шагом 0,3 МГц. Синхронно с изменением частоты с помощью цифрового осциллографа TDS1002 (Tektronix) измерялись амплитуды сигналов с приёмного преобразователя и исследуемого пьезоэлемента.

В качестве ПР1 использовались четыре преобразователя с двумя склеенными пьезоэлементами. В двух из них (1,2) полярность поляризации пьезоэлементов совпадает, а в двух других (3,4) – противоположна. С одной стороны пьезоэлементы нагружены на фокусирующую линзу из оргстекла (1), а с другой – на демпфер (4). Диаметры пьезоэлементов – 13 мм, частота резонанса $f_r = 3,17$ МГц. Каждый из пьезоэлементов (2,3) использовался и как активный элемент, излучающий волну, и как пассивный, управляемый, с нагрузкой или индуктивностью $L = 0,25 \div 1,5$ мкГн или резистора $R = 0 \div 1$ кОм. Дополнительно с помощью измерителя комплексного сопротивления LCR-78110G (Gw Instek) для обоих пьезоэлементов измерены мнимые и действительные части импеданса для выбранных значений нагрузок.

На рис.2а,б приведены результаты измерения, которые можно считать типичными, полученные для первого преобразователя, при условии, что излучает первый

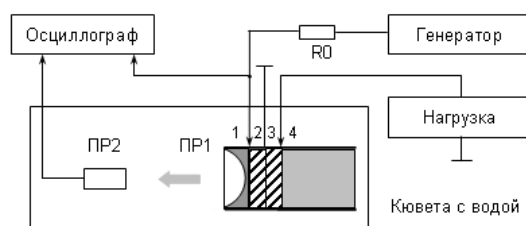


Рис.1

пьезоэлемент, а второй является управляемым, где цифрой 1 обозначен режим холостого хода, а 2–5: $L = 0,25; 0,5; 0,75; 1,0$ мкГн (а) и $R = 0; 10; 20; 30$ Ом (б).

Подключение индуктивности или резистора к пассивному пьезоэлементу раз-

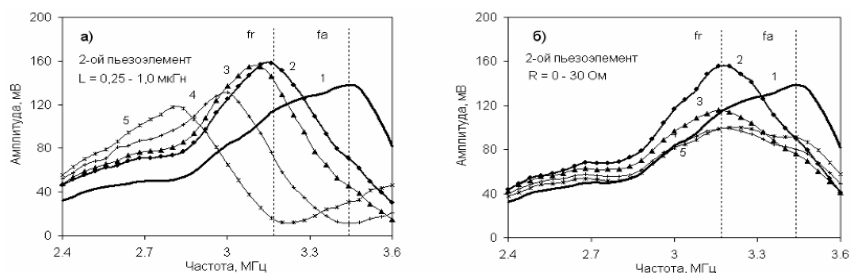


Рис. 2

личным образом изменяет частотные характеристики преобразователя в режиме излучения длинных импульсов. Низкоимпедансная электрическая нагрузка вызывает резонансные колебания на измененной частоте, сужает полосу пропускания и увеличивает амплитуду излучаемой волны. При этом для увеличения амплитуды колебаний закорачивание обкладок пьезоэлемента также эффективно, как и использование для этих целей индуктивности.

В частности, подключение к пассивному пьезоэлементу индуктивности менее $0,5$ мкГн или резистора сопротивлением менее 10 Ом может увеличить интенсивность излучаемой волны на 17 – 66% . Указанный результат можно получить как для случая, когда излучает первый пьезоэлемент, так и второй. Подключение резистора при этом не приводит к изменению резонансной частоты, а индуктивность (в зависимости от значения) уменьшает её не более чем на 320 – 400 кГц. Мощность возрастает, когда пьезоэлементы включены с последовательным соединением направления их полярности. При работе на частоте резонанса, определяемого параллельным подключением к управляемому преобразователю индуктивности путем закорачивания его выводов с помощью электронного ключа, имеющего в открытом состоянии сопротивление менее 10 Ом, можно осуществлять модуляцию излучаемой ультразвуковой волны в широком (до сотен килогерц) диапазоне частот с коэффициентом модуляции не более 70% .

Работа выполнена при поддержке гранта Правительства РФ № 11.G34.31.0066.

- [1] Касаткин Б.А., Павин Н.Я. // Акуст. журн. 1983. Т.29, № 5. С. 706.
- [2] Быстров Ю.М., Кузьменко А.Г. // Дефектоскопия. 1987, № 5. С. 48.
- [3] Грищенко Е.К. // Акуст. журн. 1977. Т. 23, № 4. С. 561.
- [4] Кривин Е.В. // Акуст. журн. 1975. Т. 21, № 2. С. 230.

ПРЕИМУЩЕСТВА АКУСТИЧЕСКОГО МЕТОДА ОПРЕДЕЛЕНИЯ МЕХАНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ ОТНОСИТЕЛЬНО ДРУГИХ МЕТОДОВ НЕРАЗРУШАЮЩЕГО КОНТРОЛЯ

С.В. Казачек, Н.Е. Никитина

ОАО «Гипрогазцентр»

Институт проблем машиностроения РАН

Рассмотрены преимущества метода акустоупругости для неразрушающего контроля (НК) напряжений, действующих внутри материала, по отношению к тензометрическим, рентгеновским и магнитным методам, а именно.

1. Высокая проникающая способность ультразвуковых колебаний в упругом теле, благодаря чему возможно измерение внутренних напряжений в материале.

Рентгеновским методом измеряются поверхностные микродеформации (микронапряжения), которые не всегда интересны для крупноструктурных материалов, крупногабаритных металлоконструкций. Магнитные методы НК вполне подходят для экспресс-сканирования поверхностей элементов конструкций с целью выявления зон концентрации напряжений. Ультразвуковым (УЗ) методом измеряются усредненные по толщине напряжения, которые обычно находят при расчете напряженно-деформированного состояния (НДС) конструкций методом конечных элементов. Проводить проверку таких расчетов удобнее методом акустоупругости. Метод позволяет измерять напряжения растяжения-сжатия, усредненные по объему прозвучивания (толщина материала, умноженная на площадь датчика). Направления главных напряжений в изотропном материале легко определяются вращением преобразователя сдвиговых волн по отсутствию их двулучепреломления.

2. Метод основан на линейных зависимостях скоростей упругих волн от напряжений, полученных в рамках пятikonстантной теории упругости, и дает сравнительно простой переход от растяжения к сжатию и от одноосного к двухосному напряженному состоянию материала.

Главным «плюсом» УЗ метода по отношению к магнитным методам является возможность его использования в любых конструкционных материалах, независимо от наличия у них ферромагнитных свойств. Упругие волны – это ведь механические колебания в твердых телах. Зависимости магнитных параметров от напряжений – эмпирические, не совсем линейные, различные для растяжения и сжатия материала. Аналитических зависимостей их от величины напряжения не существует, а её определение основано на интуитивных и феноменологических соображениях.

В то же время расчетные алгоритмы, полученные на основе зависимостей скоростей упругих волн от деформаций (напряжений), содержат в качестве коэффициентов комбинации модулей линейной и нелинейной упругости конструкционного материала, которые можно до опыта вычислить по значениям этих констант. Применять тарировку метода на образцах материала конструкции целесообразно только из соображений уменьшения ошибок вычисления указанных комбинаций из-за неточного знания констант упругости второго порядка даже для сталей и алюминиевых сплавов [1]. Метод акустоупругости, реализованный в приборе ИН-5101А

производства ООО «ИНКОТЕС», проверен нами на задачах теории упругости, имеющих аналитическое решение: при нагружении закрытой трубы внутренним давлением [2, 3] и при одноосном растяжении пластины с вырезом [4]. Разница результатов УЗ и расчетного методов не превысила 5-10% от предела текучести материала.

3. Имеется возможность снятия датчиков на время проведения сварочных работ или отсутствия конструкции на базе, с последующей установкой в отмеченные точки контроля.

В режиме акустической тензометрии, измерив «начальные» параметры, можно удалить датчики с поверхности материала на время проведения технологических работ (сварка, термообработка и т. п.) и установить снова для дальнейших измерений. Точность измерения напряжений в акустически прозрачных материалах сравнима, а иногда и превосходит точность электротензометрии.

4. Для элементов конструкций из слабоанизотропных материалов возможно определение напряжений в уже нагруженной конструкции при неизвестных значениях «начальных» акустических параметров, соответствующих ненапряженному материалу.

Метод тензометрии основан на измерении увеличения (уменьшения) длины тензопластинки, наклеенной на поверхность. При измерении рентгеновским методом в конструкции с неизвестной предысторией нагружения необходим эталонный образец материала. Что говорить про магнитные методы – даже тот же материал, что и у образца, может иметь другие магнитные свойства в натуральных условиях.

В акустике, если материал уже напряжен, можно использовать тот факт, что скорость волн есть и в ненапряженном материале. Эксперименты показали, что определение напряжений в режиме «безнулевой» акустической тензометрии [5] возможно в случае слабоанизотропных материалов, в которых величина собственной акустической анизотропии меньше или порядка наведенной напряжениями. Такой режим недоступен для многих других методов НК.

- [1] Н.Е. Никитина. Акустоупругость. Опыт практического применения. – Н. Новгород: Талам, 2005, 208 с.
- [2] Никитина Н.Е., Казачек С.В., Камышев А.В., Петров О.Е., Смирнов В.А. // В мире неразрушающего контроля. 2005. № 1 (27). С. 33.
- [3] Никитина Н.Е., Камышев А.В., Смирнов В.А., Борщевский А.В., Шарьгин Ю.М. // Дефектоскопия. 2006. № 3. С. 49.
- [4] Никитина Н.Е., Казачек С.В. // Проблемы машиностроения и надежности машин. 2008. № 1. С. 44.
- [5] Никитина Н.Е., Камышев А.В., Казачек С.В. // Дефектоскопия. 2009. № 12. С. 52.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭФФЕКТА ДОПЛЕРА НА РАЗНОСТНОЙ ЧАСТОТЕ ДЛЯ МЕДИЦИНСКОЙ ДИАГНОСТИКИ

С.А. Виллов, И.Н. Диденкулов, А.И. Мартьянов, Н.В. Прончатов-Рубцов

Нижегородский госуниверситет

Своевременная диагностика нарушений циркуляции крови в капиллярах представляет собой актуальную задачу современной медицины. Для измерения скоростей движущихся объектов широко распространены методы, использующие эффект Доплера – сдвиг частоты отраженного от движущегося объекта сигнала по отношению к излученному [1]. При этом величина сдвига пропорциональна исходной частоте сигнала и скорости движения объекта. В случае определения скорости кровотока акустические волны отражаются от элементов крови, таких как эритроциты. Однако этот способ применим лишь для относительно больших величин скорости, составляющих десятки сантиметров в секунду [1]. Чтобы получить заметный доплеровский сдвиг частоты при малых скоростях (менее 1 см/с вплоть до 1 мм/с) потребовалось бы излучать сигнал на очень высоких частотах (более 10 МГц), а так как затухание в биологических тканях значительно возрастает с частотой, пришлось бы существенно увеличивать и мощность самого сигнала. Поскольку поля с большой амплитудой способны повредить биологическую ткань, для определения скоростей кровотока необходимо применять другие методы, позволяющие использовать сигналы, обладающие меньшей интенсивностью.

Метод, исследованию которого посвящена данная работа, основан на способности пузырька воздуха, будучи нелинейным осциллятором, генерировать сигнал на разностной частоте при воздействии двух высокочастотных сигналов с отличающимися частотами [2, 3].

Рассмотрим схему, показанную на рис. 1.

Пусть излучатель Т1 работает на частоте ω_1 , а излучатель Т2 на частоте ω_2 . Тогда принимаемая преобразователем Т3 разностная частота равна

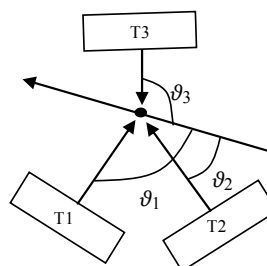


Рис. 1

$$\Omega_s = \frac{\omega_{r1} - \omega_{r2}}{1 - (v/c) \cos \vartheta_3} \approx (\omega_1 - \omega_2) - \frac{v}{c} [\omega_1 \cos \vartheta_1 - \omega_2 \cos \vartheta_2 - (\omega_1 - \omega_2) \cos \vartheta_3].$$

При $\vartheta_1 = \vartheta_2 + \pi$ получаем

$$\Omega_s \approx (\omega_1 - \omega_2) - \frac{v}{c} (\omega_1 + \omega_2) \cos \vartheta_1.$$

Таким образом, воздействуя на пузырек сигналами с высокими, но близкими частотами, можно определять его скорость, измеряя доплеровский сдвиг в низкочастотной компоненте рассеянного сигнала. Следовательно, возможно использова-

ние источников, создающих поля, обладающих меньшей интенсивностью, чем при линейном эффекте Доплера.

Результаты предварительного эксперимента, в котором исследовался отклик от пузырьков, движущихся в полиэтиленовой трубке [3], показаны на рис. 2. Кривая (а) соответствует случаю отсутствия потока и пузырьков в нем. Характерный пик на разностной частоте $\Omega_s = \omega_1 - \omega_2 = 120$ кГц на кривой (b) вызван откликом неподвижных пузырьков, чья резонансная частота совпала с Ω_s (поток по-прежнему отсутствует). Уширение этого пика обусловлено конечной длительностью излучаемых сигналов. При наличии потока появляется второй пик (кривая (c)), соответствующий доплеровскому смещению. В этом случае уширение пика связано также с наличием в потоке пузырьков, движущихся с различными скоростями.

В ходе исследования было показано преимущество использования эффекта Доплера на разностной частоте по сравнению с линейным эффектом Доплера при работе с биологическими тканями. Предварительный эксперимент подтверждает возможность применения эффекта Доплера на разностной частоте для определения скорости движения крови в капиллярах. Кроме того, данный метод позволяет также определять распределение скорости по сечению сосуда. Диапазон измеряемых скоростей ограничивается снизу шириной импульса и частотой излучаемого сигнала, поэтому авторы планируют проведение экспериментов с использованием более высоких частот для диагностики ещё более медленных течений.

Работа выполнена по гранту Правительства РФ № 11.G34.31.0066 и частично поддержана грантами Ведущей научной школы НШ-339.2014.2 и Министерства образования и науки РФ № 1822.

- [1] Physical Principles of Medical Ultrasonics / Ed. Hill C.R. – Chichester: NY, 1986.
- [2] Sutin A.M., Yoon S.W., Kim E.J., Didenkulov I.N. // J. Acoust. Soc. Am. 1998. V.103, No.5. P.2377.
- [3] Didenkulov I.N., Yoon S.W., Sutin A.M., Kim E.J. // J. Acoust. Soc. Am. 1999. V.106, No.5. P.2431.

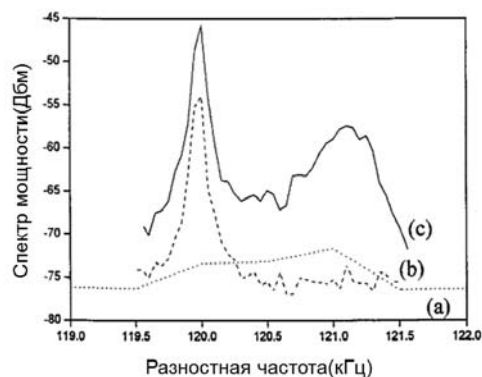


Рис. 2

ИССЛЕДОВАНИЕ МОДУЛЯ СДВИГА МЯГКИХ БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЕЙ НА ПРИМЕРЕ ЖЕЛАТИНОВОГО ФАНТОМА

К.Г. Морозова, Р.Ш. Халитов, А.А. Кудашова, И.Ю. Демин

Нижегородский госуниверситет

Резиноподобными средами называют эластичные материалы, способные испытывать значительные упругие деформации без нарушения внутренней структуры при приложении сравнительно небольших механических напряжений. К резиноподобным материалам относятся резины, полимеры, а также мягкие биологические ткани. В медицинской практике при обследовании пациентов очень часто применяется методика пальпации, т.е. когда исследуемый участок тела пациента прощупывается врачом, на предмет обнаружения патологических образований в тканях. При таком обследовании именно сдвиговый модуль является диагностическим параметром, так как деформация сдвига значительно превосходит по величине деформации сжатия в мягких биотканях. Большую практическую значимость для целей медицинской диагностики имеет проблема измерения упругих модулей мягких биологических тканей и, в частности, задача локального измерения неоднородностей модуля упругости [1].

В лаборатории биомедицинских технологий и медицинского приборостроения («МедЛаб») на кафедре акустики ННГУ разработана методика изготовления желатиновых фантомов (состав: желатин, крахмал, зубной порошок и вода). Отметим, что ингредиенты для изготовления желатинового фантома доступны и недороги, он нетоксичен, но его минусом является недолговечность (срок использования 1 - 3 дня). В настоящей работе модуль сдвига фантома измеряется статическим методом по вдавливанию в него жесткого шарика. Для теоретического обоснования метода и получения расчетной формулы будем использовать решение контактной задачи Герца о соприкосновении двух тел [2]. На рис. 1 приведена схема задачи Герца для контакта сферического индентора с поверхностью образца, исследуемого фантома. Общий вид установки и исследуемый желатиновый фантом представлены на рис. 2.

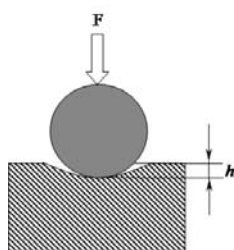


Рис. 1. Схема задачи Герца



Рис. 2. Схема экспериментальной установки: 1) штатив, 2) весы, 3) микрометр со специальной насадкой для шариков, 4) фантом с шарообразным индентором

На основании решения задачи Герца получена формула (1) зависимости для модуля сдвига μ от силы давления F , радиуса сферы R и глубины вдавливания h .

$$\mu = \frac{3}{16} \frac{F}{h^{\frac{3}{2}} R^2} \quad (1)$$

Исследования сдвиговых модулей были проведены для желатиновых фантомов различной концентрации, а именно 5%, 7,5% и 10%. На рис. 3 представлены зависимости силы давления от глубины вдавливания в степени 3/2 (для различных концентраций желатина), которые позволили определить модуль сдвига.

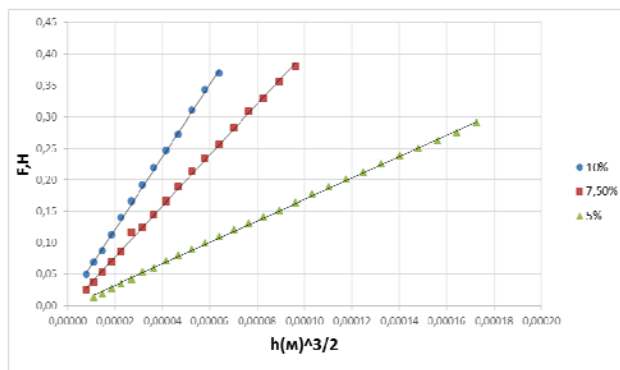


Рис. 3

Из графика зависимости $F(h^{3/2})$ проводим расчет сдвигового модуля упругости для данного фантома с помощью формулы (1). Результаты измерений модуля сдвига желатиновых фантомов с различной концентрацией приведены в таблице.

Табл.

Образец	Модуль сдвига μ , кПа
5% желатиновый фантом	$(4,62 \pm 0,23)$
7,5% желатиновый фантом	$(10,71 \pm 0,53)$
10% желатиновый фантом	$(15,26 \pm 0,76)$

Работа выполнена по гранту Правительства РФ № 11.G34.31.0066. Она частично поддержана также грантами Ведущей научной школы НШ-339.2014.2 и Министерства образования и науки РФ № 1822.

- [1] Ультразвук в медицине. Физические основы применения. /Под ред. К. Хилла, Дж. Бэмбера, Г. тер Хаар. – М.: Физмалит, 2008, 539 с.
 [2] Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Теория упругости. – М.: Наука, 1987. 246 с.

ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ СДВИГОВЫХ ВОЛН В ФАНТОМАХ БИОТКАНЕЙ

Р.Ш. Халитов, К.Г. Морозова, И.Ю. Демин

Нижегородский госуниверситет

В современных медицинских приложениях, связанных с обнаружением опухолей, фиброза печени и других патологий, очень важным диагностическим параметром является модуль Юнга. Самый многообещающий способ экспериментального определения модуля Юнга, а соответственно и модуля сдвига, мягкой ткани состоит в том, чтобы возбудить сдвиговую волну локально в области, представляющей интерес для исследования, и измерить ее скорость. Описанная техника носит название Shear Wave Elasticity Imaging (SWEI). Эта методика была предложена О. В. Руденко, А. П. Сарвазяном и соавторами в 1998 году [1].

Суть метод SWEI заключается в следующем: интенсивная ультразвуковая волна фокусируется в точке, рядом с которой необходимо определить модуль Юнга среды (рис. 1). Поглощение энергии компрессионной волны сопровождается передачей импульса среде, т.е. на среду действует радиационная сила. Эта сила приводит к излучению сдвиговой волны в среду. Прохождение сдвиговой волны регистрируется с помощью обычного ультразвукового зондирования. На рис. 2 приведен пример эволюции смещения среды от времени для точек, находящихся на разных расстояниях от фокуса прицеливания толкающего импульса.



Рис. 1

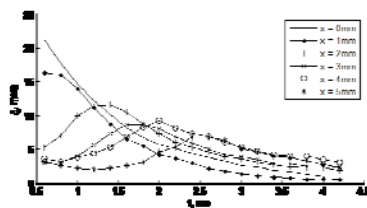


Рис. 2. Зависимость смещения среды от времени на разных расстояниях X от точки прицеливания толкающего импульса.

Зная время, за которое максимум смещения среды проходит определенное расстояние, мы можем получить скорость сдвиговой волны. Данный метод реализован на открытой акустической системе Verasonics, находящейся в лаборатории биомедицинских технологий, медицинского приборостроения и акустической диагностики («МедЛаб») на кафедре акустики ННГУ. Для проведения экспериментальных

исследований и определения скорости сдвиговой волны, а также модулей сдвига и Юнга были использованы:

- желатиновые фантомы мягких биологических тканей с различным процентным содержанием желатина, разработанные и изготовленные в лаборатории «МедЛаб»;
- калиброванный полимерный фантом CIRS, содержащий в себе ступенчатые цилиндры с определенным значением модуля Юнга для различных зон полимерного фантома (Type I-IV), помещенные в полимерную среду (Background).

Дополнительно к измерениям на открытой акустической системе Verasonics были проведены исследования сдвиговых характеристик фантомов на коммерческом аппарате УЗИ Siemens Acuson S2000 в Лаборатории лучевой диагностики Приволжского окружного медицинского центра (ПОМЦ). В табл. 1 приведены результаты измерений скорости сдвиговой волны, выполненные с использованием полимерного фантома CIRS.

Табл. 1

Сдвиговая скорость		
	Verasonics	Siemens Acuson S2000
Background	$2,3 \pm 0,6$ (м/с)	2,4 (м/с)
Type I	$1,3 \pm 0,28$ (м/с)	1,46 (м/с)
Type II	$1,9 \pm 0,43$ (м/с)	1,9 (м/с)
Type III	$3,3 \pm 0,94$ (м/с)	3,28 (м/с)
Type IV	$4,9 \pm 1,6$ (м/с)	4,8 (м/с)

Результаты измерения сдвиговых скоростей в желатиновых фантомах различных концентраций приведены в табл. 2.

Табл. 2

Сдвиговая скорость		
	Verasonics	Siemens Acuson S2000
5% желатиновый фантом	$1,5 \pm 0,43$ (м/с)	1,48 (м/с)
10% желатиновый фантом	$2,5 \pm 0,81$ (м/с)	2,4 (м/с)

Из приведенных выше результатов видно хорошее согласование между значениями скорости сдвиговой волны в фантоме CIRS, полученные с использованием метода SWEI, реализованной на акустической системе Verasonics, и методом ARFI на аппарате УЗИ Siemens Acuson S2000.

Работа выполнена по гранту Правительства РФ № 11.G34.31.0066. Она частично поддержана также грантами Ведущей научной школы НШ-339.2014.2 и Министерства образования и науки РФ № 1822.

- [1] Sarvazyan A.P., Rudenko O.V., Swanson S.D., Fowlkes J.B., Emelianov S.Y. // *Ultra-sound in Med. & Biol.* 1998. V. 24. No. 9. P. 1419.

РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ ПРОТЯЖЕННОЙ АНТЕННЫ В МНОГОМОДОВОМ ПОДВОДНОМ ЗВУКОВОМ КАНАЛЕ

Лабутина М.С.¹⁾, Малеханов А.И.^{1,2)}, Смирнов А.В.²⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет

²⁾Институт прикладной физики РАН

Коэффициент усиления (выигрыш) приемной антенной решетки (АР) стандартно определяется как отношение сигнал/шум (ОСШ) на выходе АР, отнесенное к ОСШ одиночного приемника: $G = (S/N)_{array} / (S/N)_{receiver}$. В свою очередь, ОСШ АР, расположенной вертикально в подводном звуковом канале (ПЗК), находится как

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{array} = \frac{\bar{\mathbf{F}}^+ \mathbf{R}_s \bar{\mathbf{F}}}{\bar{\mathbf{F}}^+ (\mathbf{I} + \alpha \mathbf{R}_M) \bar{\mathbf{F}}},$$

где вектор $\bar{\mathbf{F}}$ – амплитудно-фазовое распределение (весовой вектор) АР, \mathbf{R}_s и \mathbf{R}_M – матрицы пространственной когерентности (МПК) сигнала и модового шума соответственно на входе АР, \mathbf{I} – МПК изотропного шума (единичная). ОСШ одного приемника (элемента АР) определяется как отношение средних по элементам АР интенсивностей сигнала (\mathbf{I}_s) и шума (\mathbf{I}_N).

МПК сигнала вычислялась в приближении взаимно-некоррелированных мод и неравномерного (в виде гауссовой кривой) спектра интенсивностей мод с максимумом в области первых номеров и некоторой заданной шириной спектра (много меньшей полной ширины модового спектра канала) [1]. Такая модель физически отвечает условиям дальнего распространения звука в случайно-неоднородных ПЗК с учетом статистических эффектов многократного рассеяния звука [2].

Для моделирования шумов океана были выбраны две известные модели, отвечающие различным частотным диапазонам: модель [2] более характерна для относительно высоких частот (единицы кГц) и близких дистанций, модель [3], учитывающая дискретный (модовый) спектр шумов, отвечает более низким частотам. Поскольку в обеих моделях возбуждение шума осуществляется поверхностными источниками, то модовые спектры шумов оказываются существенно неравномерными и достигают максимума в области высоких номеров мод. Отношение мощности модового шума к мощности пространственно-белого шума выбиралось большим, что отвечает практическим ситуациям (величина $\alpha=10^3$).

Для сравнительного анализа влияния выбора амплитудно-фазового распределения АР на ее выигрыш вектор $\bar{\mathbf{F}}$ поочередно выбирался равным вектору каждой из мод на входе АР. При этом размер АР предполагался равным полной глубине ПЗК (100 м), длина волны задавалась $\lambda=10$ м, расстояние между элементами 5 м.

На рис. 1, 2 представлены результаты численного моделирования коэффициента усиления АР (в относительных единицах) в изоскоростном ПЗК с абсолютно жестким дном и свободной поверхностью в зависимости от номера моды при моделях шума [2] (слева) и [3] (справа). Видно, что выигрыш АР в области низких номеров мод значительно выше, что происходит из-за разделения сигнала и шума в модовом спектре: сигнал практически полностью

локализован в области низких мод (ширина его спектра задавалась равной 5 модам), а интенсивный шум, напротив, – в области высоких мод. Кроме того, видно, что более резкое увеличение мощности шума в высоких модах в модели [3] по сравнению с [2] (при равенстве суммарной мощности шума) приводит к значительно более высоким значениям выигрыша в области первых мод. Для сравнения, горизонтальным пунктиром на рисунках показан уровень коэффициента усиления данной АР при приеме сигнала в виде плоской волны на фоне изотропного шума (равный числу элементов $N=21$).



Рис. 1

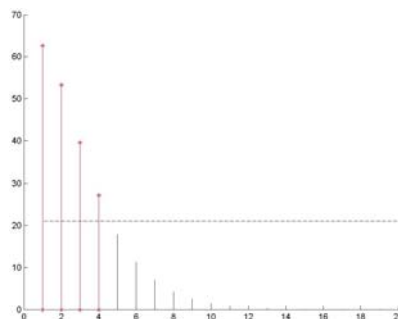


Рис. 2

Таким образом, коэффициент усиления протяженной вертикальной АР в ПЗК критически зависит от соотношения модовых спектров полезного сигнала и помех и выбора АФР самой антенны, осуществляющей модовую фильтрацию сигнала, а также масштаба когерентности сигнала (фактически, масштаба межмодовых корреляций). Для более коротких антенн, перекрывающих некоторую часть волновода, необходимо учитывать также частичное разрешение модовой структуры сигнала и, следовательно, появление зависимости усиления АР от ее положения в канале.

Работа выполнена в рамках базовой части государственного задания на выполнение государственных работ в сфере научной деятельности (№1822), при поддержке гранта государственной поддержки ведущих научных школ НШ-339.2014.2.

- [1] Лабутина М.С., Малеханов А.И. // Труды XVII научной конференции по радиофизике. 13 мая 2013 г./ Ред. А.В. Якимов, С.М. Грач. – Н.Новгород: Изд-во ННГУ, 2013. С.235.
- [2] Вировлянский А.Л., Костерин А.Г., Малахов А.Н. Флуктуации мод в каноническом подводном звуковом канале // Акуст. журн. 1989. Т. 35, № 2. С. 229.
- [3] Cron B.F., Sherman C.H. // J. Acoust. Soc. Am. 1962. V. 34, No.11. P. 1732.
- [4] Kuperman W.A., Inghinito F. // J. Acoust. Soc. Am. 1980. V. 67. No.6. P. 1988.

О РАССЕЙЯНИ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН НА СОВОКУПНОСТИ ДИСКРЕТНЫХ СЛУЧАЙНЫХ ДОННЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ РАЗНЫХ РАЗМЕРОВ

И.Ю. Грязнова, Е.Н. Иващенко

Нижегородский госуниверситет

Исследование эффектов, возникающих при обратном рассеянии акустических сигналов на дискретных неоднородностях, имеет большое практическое значение, поскольку по измерениям интенсивности отраженной волны могут быть сделаны определенные выводы о строении исследуемого объекта. Немаловажную роль в поведении функции интенсивности рассеянной волны могут играть эффекты, возникающие при наличии корреляции взаимного расположения рассеивателей и некоторого распределения их по размерам.

В работе рассматривается задача дистанционного акустического зондирования дискретных неоднородностей, расположенных случайным образом на слабо отражающем плоском дне. Рассеиватели моделируются абсолютно жесткими шариками одинакового радиуса a , число которых на озвученной площадке дна в среднем постоянно. Возможная статистическая зависимость взаимного расположения рассеивателей учитывается путём введения в двухточечную функцию распределения функции, описывающая корреляцию в расположении неоднородностей $\mu(\vec{r}_i, \vec{r}_j)$. Получены зависимости для некогерентной, когерентной и коллективной компоненты средней интенсивности обратного рассеяния акустических волн на дискретных неоднородностях. Предложены следующие аппроксимации функции $\mu(\vec{r}_i, \vec{r}_j)$:

$$\mu(\rho) = \mu_0 e^{-\frac{\rho^2}{\rho_0^2}} \left(1 - \frac{\rho^2}{\rho_0^2}\right), \quad \mu(\rho) = \mu_0 e^{-\frac{\rho^2}{\rho_0^2}} \cos\left(\frac{\rho^2}{\rho_0^2}\right).$$

где ρ_0 – радиус пространственной корреляции положений рассеивателей, μ_0 – степень их коррелированности.

Получена зависимость коллективной компоненты средней интенсивности от безразмерного параметра d/ρ_0 , который можно рассматривать как отношение диаграмм направленности переизлученного от области с характерным размером ρ_0 и зондирующего сигналов. Показано, что корреляция между рассеивателями не влияет на значение средней интенсивности рассеянного поля при $d \gg \rho_0$, а при $d < \rho_0$ на значение средней интенсивности принимаемого поля будут существенно влиять как величина, так и знак параметра μ_0 .

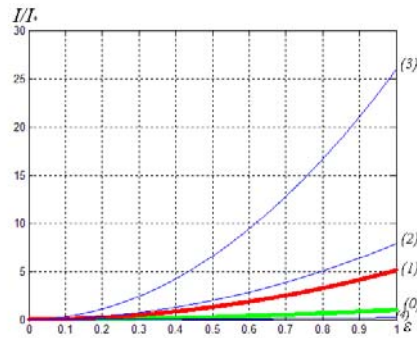


Рис.

В работе проводится сравнение эффектов, возникающих при группировке случайных неоднородностей одинакового размера, а также при хаотическом расположении и наличии распределения рассеивателей по размерам [1]. Приводятся оценки параметров функции корреляции расположения частиц, при которых эти эффекты становятся сопоставимы.

На рисунке представлена зависимость средней интенсивности обратного рассеяния от коэффициента упаковки рассеивателей ε – относительной площади поверхности дна, занятой неоднородностями. Кривая (0) показывает зависимость средней интенсивности при отсутствии взаимной корреляции в расположении и одинаковых размерах рассеивателей, (1) – при хаотическом расположении рассеивателей и рэлеевском распределении по размерам, (2) – при одинаковых размерах рассеивателей и группировке с параметром $\mu_0^* > 0$. Две другие кривые отвечают за среднюю интенсивность обратного отраженного поля при наличии распределения Рэлея по размерам и статистической зависимости расположения рассеивателей с параметром μ_0^* (3) и параметром $\mu_0 < \mu_0^{**}$ (4).

Таким образом, при наличии одновременно двух эффектов будет наблюдаться значительное увеличение средней интенсивности отраженного сигнала (при $\mu_0^* > 0$) по сравнению со случаями хаотического расположения неоднородностей одинаковых размеров и наличия только одного из рассматриваемых факторов. В случае, когда степень коррелированности расположения частиц меньше значения

$$\mu_0^{**} = \frac{(\pi - 16)}{16\pi^2} \frac{\left(\frac{\pi}{d^2} + n\right)}{n} \left(\left(\frac{d}{\rho_0}\right)^2 + \pi^2 \right) < 0$$

происходит не только компенсация двух эффектов, но уменьшение средней интенсивности по сравнению с ситуацией отсутствия корреляции при одинаковых радиусах частиц.

Работа выполнена в рамках базовой части государственного задания на выполнение государственных работ в сфере научной деятельности (№1822) и при поддержке гранта государственной поддержки ведущих научных школ НШ-339.2014.2.

[1] Грязнова И.Ю., Иващенко Е.Н. // В кн. Тр. XVII-й научн. конф. по радиофизике. 13 мая 2013 г./ Ред. А.В.Якимов. – Н.Новгород: Изд-во ННГУ, 2013. С.244.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПУТЕЙ ПЕРЕДАЧИ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ ОТ РАБОТАЮЩЕГО МЕХАНИЗМА НА КОРПУС КОРАБЛЯ

А.В. Стуленков^{1, 2)}, А.С. Суворов²⁾, П.В. Артельный²⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет

²⁾Институт прикладной физики РАН

Работа посвящена экспериментальному определению вклада отдельного механизма в суммарное виброакустическое поле корабля, а также определению путей

передачи акустической энергии от заданного механизма в контрольную точку на корпусе корабля.

Эксперимент проводился на масштабной акустической модели корабля, где в качестве исследуемого механизма выступал макет установки с двухкаскадной амортизацией. Макет представлял собой два массивных груза, связанных между собой и с корпусом амортизаторами типа СТВР. Для имитации работы механизма использовался широкополосный электродинамический вибровозбудитель типа В&К 4810, закрепленный на одном из грузов. Вклад от источника в контрольную точку на корпусе определялся на основе измерения вибрации по обе стороны первого каскада амортизации с помощью метода взаимности, для чего было выполнено два различных измерения. Первое (прямое) измерение проводилось при работе механизма в заданном режиме, второе (взаимное) измерение проводилось с помощью вибратора, установленного в контрольной точке.

На рисунке приведены результаты сравнения прямого измерения (кривая 1) с результатом расчета вклада механизма на основе метода взаимности (кривая 2). Они свидетельствуют о том, что для низких частот вклад работающего механизма в вибрационное поле в контрольной точке на корпусе масштабной модели определяется вибрацией, прошедшей через два каскада амортизации.

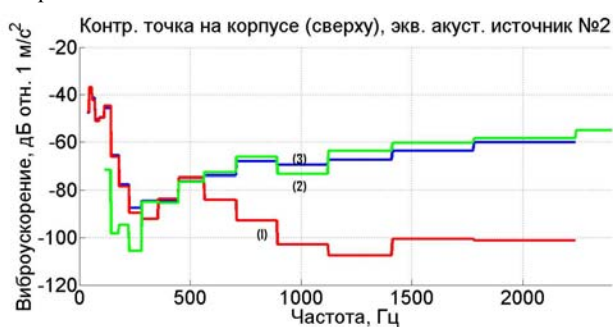


Рис.

Для уточнения путей распространения акустической энергии в средне- и высокочастотном диапазонах были проведены дополнительные измерения, в которых вибратор был заменен на эквивалентный источник воздушного шума – динамик, подвешенный над исследуемым макетом.

По результатам измерений установлено, что в области высоких частот вклад в вибрационное поле в контрольной точке определяется воздушным шумом (кривая 3), который создается колебаниями макета, а в области средних частот вклад определяется как воздушным шумом, так и вибрацией.

ИЗУЧЕНИЕ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ СВОЙСТВ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ НА ДИСКРЕТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЯХ

А.А. Быков, И.Ю. Грязнова

Нижегородский госуниверситет

Работа посвящена теоретическому анализу корреляционной функции акустической волны, рассеянной в обратном направлении на абсолютно жестких дискретных неоднородностях, случайным образом расположенных на плоской донной поверхности.

В ходе работы была получена корреляционная функция обратного рассеяния на дискретных неоднородностях с учетом влияния взаимного расположения рассеивателей. Для ее вычисления использовалась аппроксимация двухточечной функции распределения неоднородностей, предложенная в работе [1], которая учитывала фактор группировки рассеивателей.

Не приводя громоздких вычислений, отметим, что корреляционная функция обратного рассеянного поля состоит из трех слагаемых. Когерентная составляющая влияет на уровень среднего сигнала. Некогерентное слагаемое заметно изменяется на пространственных масштабах порядка апертуры излучателя. Наибольший интерес представляет третье коллективное слагаемое. Его поведение определяется двумя факторами: радиусом пространственной корреляции взаимного расположения рассеивателей и апертурой излучателя.

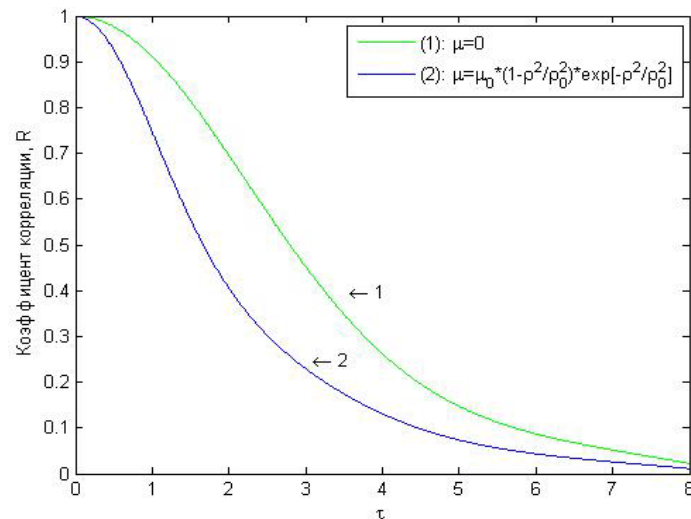


Рис. 1

Наличие группировки приводит к сужению корреляционной функции обратного рассеяния. На рис. 1 показано поведение функции корреляции при хаотическом, статистически независимом расположении рассеивателей (кривая 1), а также при учете корреляции во взаимном расположении рассеивателей (кривая 2).

В ходе исследования было также проанализировано влияние радиуса пространственной корреляции распределения неоднородностей на функцию корреляции обратного рассеяния (рис. 2).

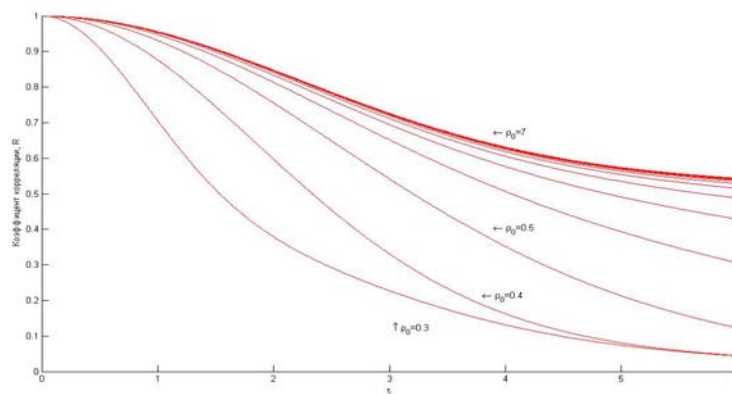


Рис. 2

Из рис. 2 видно, что характерный масштаб функции корреляции начинает возрастать при увеличении радиуса пространственной корреляции ρ_0 (от $\rho_0=0,3$, что соответствует радиусу отдельного рассеивателя, до некоторого масштаба группировки неоднородностей ρ_0).

Таким образом, в работе было получено выражение для корреляционной функции обратного рассеянного акустического поля как при хаотическом, так и при статистически зависимом положении случайных дискретных неоднородностей. Изучено влияние радиуса пространственной корреляции взаимного распределения неоднородностей по плоскости дна на поведение корреляционной функции рассеянного поля.

Работа выполнена в рамках базовой части государственного задания на выполнение государственных работ в сфере научной деятельности (№1822) и при поддержке гранта государственной поддержки ведущих научных школ НШ-339.2014.2.

[1] Горская Н.В., Грязнова И.Ю., Гурбатов С.Н., Николаев Г.Н. // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 4. С. 637.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ И НАПРАВЛЕНИЯ ВЕТРА АКУСТИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

В.А. Смирнов, В.В. Курин

Нижегородский госуниверситет

Задача по определению скорости потока вещества в различных средах является одной из самых старых и, на наш взгляд, самых интересных задач акустики. Значительный сегмент этой задачи занимает определение направления и скорости ветра. Нашей целью является разработка и подбор оптимальных параметров для акустического анемометра – прибора, реализующего решение данной задачи.

Основным достоинством акустических анемометров является то, что они не имеют подвижных частей, а значит, не имеют физического износа, не вносят аэродинамического сопротивления в контролируемый поток, практически безынерционны [1].

Для осуществления измерения направления и скорости ветра была предложена следующая модель экспериментальной установки: на одинаковых расстояниях от акустического излучателя расположены четыре приемника-преобразователя, попарно перпендикулярных друг другу. Вся система жестко закреплена и располагается в горизонтальной плоскости (рис. 1).

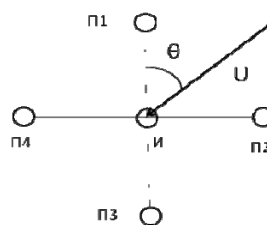


Рис. 1

Для реализации акустической модели решено было использовать фазовую схему измерений, при которой измеряется фазовый сдвиг акустических колебаний, возникающих на приемных пьезоэлементах в результате разности времен прохождения этими колебаниями одинакового расстояния по потоку и против него [1].

Таким образом, возникла задача по поиску теоретической модели, которая с достаточной точностью описывала бы предложенную модель установки.

Первоначально рассматривалась модель, в которой для описания системы «излучатель-приемник» используются три дополнительных угла. В результате такого подхода можно записать систему из трех уравнений. Распространяя его на нашу установку, получим систему из 13 уравнений. Решение получившейся системы получается весьма трудоемким, к тому же в отдельных случаях возникает неоднозначность в определении направления воздушного потока. Поэтому было решено оставить эту модель в качестве резервной и перейти ко второму способу описания.

Он подразумевает использование простых и известных формул для фазы распространяющейся волны. Преимуществом этого способа является то, что мы можем однозначно оценить направление воздушного потока. Для этого применяем сравнение фазовых задержек противоположно расположенных приемников. Попарно сравнивая их, мы можем точно сказать, из какого квадранта на систему набегают воздушный поток. Стоит отметить, что для такого сравнения фаз подойдет и установка с тремя приемниками, где в результате последовательного сравнения трех разных пар, также получается однозначное направление. Но установка из четырех

приемников может дать наибольшую точность в определении скорости, т.к. для нее можно найти решения для шести разных пар приемников и затем усреднить результат, когда для трёх приемников можно составить только 3 различные пары.

Немаловажным параметром для осуществления работы установки является её рабочая частота. Исходя из предлагаемого теоретического обоснования, на частоту можно наложить условие: она должна быть такова, чтобы разность фаз двух рассматриваемых приемников не превышала 2π . С другой стороны рабочая частота должна лежать в комфортном для человека диапазоне (выше 20 кГц или ближе к верхней границе слышимого диапазона).

Первый способ оценки частоты заключается в рассмотрении упрощенной модели нашей установки. Рассмотрим излучатель и 2 приемника (рис. 2).

Для них записываем разность фаз. При этом максимальное значение скорости ветра берем равным 50 м/с, т.к. для наших широт даже такая скорость является экзотикой. Оценка оптимальной базы для установки (расстояние от излучателя до приемника) показала, что наиболее выгодным является длина, равная 10 см. В результате оценки частоты мы получаем, что она не должна превышать 11 кГц, что является вполне допустимой величиной.

На наш взгляд, данный прибор может получить широкое применение в метеорологии для составления прогнозов ветра на долгосрочный период, в строительстве транспортных объектов (канатных дорог, аэродромов) и объектов спортивного применения (трамплинов и пр.).

Работа выполнена при поддержке гранта государственной поддержки ведущих научных школ НШ-339.2014.2.

[1] Плотников А.Д. Сучкова Л.И. //Ползуновский альманах. 2010. №2. С.119.

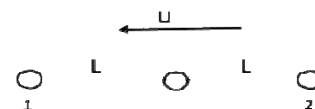


Рис. 2

ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ ЗВУКА В МАЛЫХ ОБЪЕМАХ ЖИДКОСТИ

В.В. Курин, М.Г. Маслов

Нижегородский госуниверситет

Целью настоящей работы является исследование и анализ различных методов определения скорости звука в жидкостях малого объема. Как известно, существует множество методов определения скорости распространения звуковых волн в жидкостях: метод интерферометра, резонансные, импульсные, оптические методы (с использованием явления дифракции на ультразвуке) и их различные модификации. В данной работе исследуются два метода. Импульсным методом скорость ультразвука определяется по времени пробега ультразвукового импульса через исследуемую среду. Чтобы не учитывать погрешность, связанную с конечностью размеров приемника и излучателя, для расчета скорости звука берется не полное расстояние

Табл. 1

F, КГц	900	1250	1500	1750	2000	2250	2500	2750	3000
$C_{\text{имп}}$, м/с	1498,5	1499,09	1495,38	1496,93	1500,46	1495,59	1495,47	1495,54	1497,71
СКО	10,4	8,07	7,17	5,49	8,17	6,63	3,74	3,98	6,81
$C_{\text{фаз}}$, м/с	1492,4	1497,97	1497,65	1496,19	1495,21	1498,08	1498,67	1496,11	1497,7
СКО	3,38	2,3	1,68	0	0,89	0,99	0,3	1,32	0,16

между приемником и излучателем, а приращение. Фазовый метод основан на измерении фазового сдвига высокочастотного сигнала, прошедшего через исследуемую среду.

Эксперимент состоял из трех этапов. На первом этапе скорость звука в дистиллированной воде была измерена в емкости объемом 5 литров, при этом использовался импульсный и фазовый метод. Результаты эксперимента и относительная погрешность представлена в таблице 1.

Как видно из таблицы 1, СКО (среднеквадратичное отклонение) составило по-

Табл. 2. Резонансная труба

F, КГц	2700	3000	3400	4900
$C_{\text{имп}}$, м/с	1499,98	1494,13	1498,04	1497,29
СКО	14,46	8,52	2,68	8,2
$C_{\text{фаз}}$, м/с	1499,25	1501,3	1500	1498,89
СКО	0,749	4,34	0,46	1,52

Табл. 3. Специальная установка

F, КГц	2756	3000
$C_{\text{имп}}$, м/с	1499,25	1497,97
СКО	11,9	7,56
$C_{\text{фаз}}$, м/с	1501,07	1498,73
СКО	3,77	4,71

рядка 10^{-2} – 10^{-3} при расчетной теоретической погрешности 10^{-5} . Отличие расчетной погрешности от практической связано с наличием дифракционных эффектов, поэтому для более точных измерений нужно учитывать дифракционные поправки [1]. Из приведенных данных также можно сделать вывод о преимуществе фазового метода измерения скорости звука над импульсным. На втором и третьем этапах измерения проводились в резонансной трубе и специальной установке. Результаты измерений представлены в таблице 2 и таблице 3.

Из результатов, приведенных в таблицах 2 и 3, видно, что относительная точность измерений скорости звука упала по отношению к эксперименту, проведенному на первом этапе. Это связано со значительным уменьшением базы между приемником и излучателем. При этом точность измерения скорости звука фазовым методом остается выше по отношению к импульсному.

Подводя итог, можно сделать следующие выводы. Благодаря высокоточному позиционеру была достигнута точность измерений порядка 10^{-2} – 10^{-3} . При этом показано преимущество фазового метода измерения скорости звука над импульсным. Ещё одним немаловажным результатом является отсутствие зависимости скорости звука от частоты, связанное с влиянием упругости стенок [2]. Последний вывод должен быть проверен в дальнейшем, так как отсутствие зависимости скорости распространения звуковой волны от частоты может быть связано с недостаточной чувствительностью используемой измерительной установки.

Работа выполнена при поддержке гранта государственной поддержки ведущих научных школ НШ-339.2014.2.

[1] Гитис М.Б., Химунин А.С. // Акуст. журнал. 1968. Т.14, №3. С. 363.

[2] Скучик Е.В. Основы акустики. II том. / Пер. с нем. Под рук. Ю.М. Сухаревского – М.: Иностранная литература, 1959, 542 с.

УСТАНОВКА ДЛЯ ЭКСПРЕСС-АНАЛИЗА СКОРОСТИ ЗВУКА В ОБРАЗЦАХ МАЛОГО ОБЪЁМА

Е.В. Казаков, А.И. Мартьянов

Нижегородский госуниверситет

Скорость звука является важной информативной характеристикой механических свойств вещества. Информацию о скорости звука в различных средах можно узнать в справочниках и монографиях, но при проведении реальных экспериментальных исследований часто возникает необходимость постоянного контроля изменения скорости звука, например, при процессах растворения, затвердевания, полимеризации и т.д. В данной работе приводится описание лабораторной установки и результаты тестовых измерений скорости звука в малом объёме жидкой среды методом сравнения с эталонной средой.

Между излучателем и приёмником находится эталонная среда, в качестве которой удобнее всего выбрать дистиллированную воду. В неё помещена кювета, в которой два отсека: в одном та же дистиллированная вода, а в другом – исследуемая среда. Сначала ставим на пути сигнала отсек с дистиллированной водой, а затем с исследуемой средой (рис. 1).

Время распространения сигнала в первом и втором случае отличается на величину Δt , которая измеряется с использованием цифрового высокочастотного осциллографа. Зная скорость звука в дистиллированной воде c_0 , расстояние между стен-

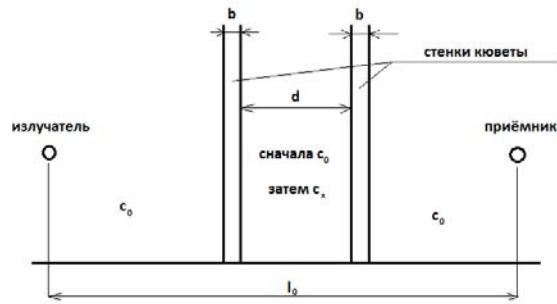


Рис. 1

ками кюветы d и изменение времени задержки $\Delta\tau$, вычисляем скорость звука c_x в исследуемой среде по формуле:

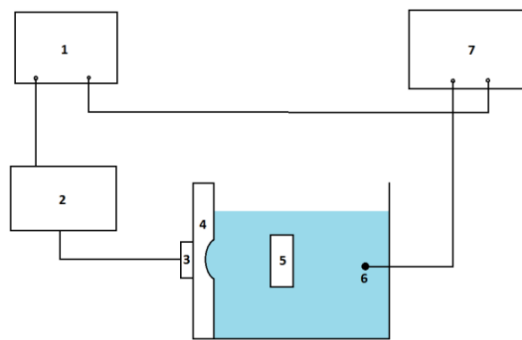


Рис. 2

$$c_x = \frac{d}{\Delta\tau + \frac{d}{c_0}}$$

Результат вычисления не зависит от толщины стенок кюветы b и расстояния между источником и приёмником l_0 .

Блок-схема установки представлена на рис. 2, где 1 – генератор, 2 – усилитель, 3 – излучатель, 4 – фокусирующая система, 5 – измерительная кювета, 6 – приёмник, 7 – осциллограф.

Использование малых объёмов исследуемых сред достигается благодаря применению фокусирующей системы, в качестве которой используется сферическая линза из оргстекла.

Для определения минимальных размеров кювет с исследуемой и эталонной средой необходимо иметь информацию о пространственном распределении амплитуды ультразвукового пучка сформированного линзой. Исследование зависимости амплитуды поля в пучке от поперечных координат проводилось экспериментально в области максимального значения амплитуды поля на оси фокусирующей системы. Экспериментальные исследования показали, что поперечные размеры пучка не превышают одного сантиметра, это позволяет применять для измерения кювету с поперечными размерами порядка 10÷12 мм.

Проверка работоспособности и точности лабораторной установки проводилась экспериментально на частоте 1 МГц с применением в качестве исследуемой среды солёной воды. Результаты экспериментов представлены в таблице.

Табл.

Солёность, %	Скорость звука, м/с	Эталон, м/с
10	1592	–
5	1545	–
3,3	1521	1517,3
2,5	1510	1508,5

Основным параметром, характеризующим любой измерительный стенд, является точность. Оценка погрешности измерений вычисляется по формуле:

$$dc_x = \left| \frac{\partial c_x}{\partial d} \right| \Delta d + \left| \frac{\partial c_x}{\partial \Delta \tau} \right| \Delta \Delta \tau + \left| \frac{\partial c_x}{\partial c_0} \right| \Delta c_0.$$

Проведённые экспериментальные и теоретические исследования показали, что на данной установке достаточно быстро можно проводить измерения скорости звука в водоподобных и желеобразных средах с не очень сильным затуханием, с относительной погрешностью порядка 0,5%, при объёмах исследуемой жидкости от 2 см³.

Работа выполнена в рамках базовой части государственного задания на выполнение государственных работ в сфере научной деятельности (№1822).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОСОБЕННОСТЕЙ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ТЕЧЕНИЙ В ДИФFUЗОРАХ

М.И. Базова, П.Н. Вьюгин, И.Ю. Грязнова

Нижегородский госуниверситет

Диффузор в гидроаэродинамике – это участок проточного канала (трубопровода), в котором происходит торможение потока жидкости или газа. Из-за уменьше-

ния средней скорости согласно уравнению Бернулли давление в направлении течения увеличивается, и кинетическая энергия потока частично преобразуется в потенциальную.

Симметрично расходящееся течение в диффузоре при данном угле раствора наблюдается только при числах Рейнольдса, не превышающих определенного предела. При числах Рейнольдса, превышающих некоторое критическое значение ($Re > Re_{max}$), возникает сначала решение, при котором скорость имеет один максимум и один минимум, и движение ассиметрично относительно плоскости поперечного сечения диффузора. При дальнейшем увеличении числа Рейнольдса возникает симметричное решение с одним максимумом и двумя минимумами скорости [1]. Во всех этих решениях существуют наряду с областями вытекающей жидкости также и области втекающих потоков (но при этом полный расход жидкости $Q > 0$). При $Re \rightarrow \infty$ число чередующихся минимумов и максимумов неограниченно возрастает, так что никакого определенного предельного решения не существует. Однако при увеличении Re стационарное диффузорное движение описанного типа вскоре после достижения $Re = Re_{max}$ становится неустойчивым и возникает турбулентность.

Экспериментальные исследования проводились на лабораторной аэродинамической установке ТМЖ-1М. Измерения давления и скорости воздушных потоков в нескольких поперечных сечениях трех диффузоров разной длины, но с одинаковыми входным и выходным сечениями, были сделаны для девяти значений начальной скорости потока.

Для примера на рис. 1 приведено характерное распределение скорости потока в длинном диффузоре при небольшом расходе Q . Кривые 1 и 2 соответствуют максимальным и минимальным значениям наблюдаемых скоростей. Числа Рейнольдса при этом варьировались от ~ 20000 до ~ 80000 .

На рис. 2 продемонстрирован характерный профиль течения в среднем диффузоре для чисел Рейнольдса в диапазоне от ~ 40000 до ~ 80000 . Флуктуации скорости становятся значительными, и начинает наблюдаться несимметричность течения относительно оси диффузора.

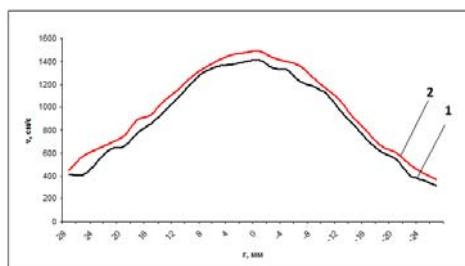


Рис. 1

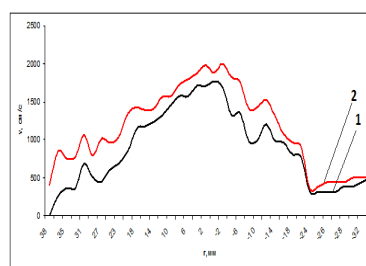


Рис. 2

Наибольший интерес, на наш взгляд, представляли собой течения, наблюдаемые в самом коротком диффузоре. Уже при числах Рейнольдса ~ 45000 имели место так называемые «возвратные течения», при которых направление скорости потока

вблизи одной из стенок менялось на противоположное. Пример такого течения приведен на рис. 3.

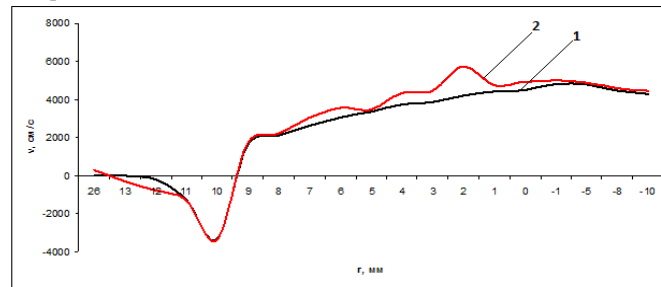


Рис. 3

Кроме того, были проведены измерения скорости в поперечных сечениях трубы после выхода струи из диффузора и продемонстрирован эффект «выравнивания» профилей скорости.

Работа выполнена в рамках базовой части государственного задания на выполнение государственных работ в сфере научной деятельности (№1822) и при поддержке гранта государственной поддержки ведущих научных школ НШ-339.2014.2.