

Труды XXI научной конференции по радиофизике

**СЕКЦИЯ
«АКУСТИКА»**

Председатель – С.Н. Гурбатов, секретарь – И.Ю. Грязнова.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

ФИЗИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КОГЕРЕНТНОГО СЕЙСМОАКУСТИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ МОРСКОГО ДНА

В.В. Уваров¹⁾, В.И. Калинина¹⁾, В.В. Курин^{1, 2)}, А.А. Хилько^{1, 2)}, А.И. Хилько^{1, 2)}

¹⁾Институт прикладной физики РАН

²⁾ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Натурные измерения, представляя решающее значение в исследовании метода когерентного сейсмоакустического зондирования (КСАЗ) морского дна, являются весьма затратными. Для апробирования возможностей такого метода измерения проводились в контролируемых условиях в бассейне с помощью установки, позволяющей моделировать процессы отражения звука от дна в виде набора упругих слоев. Установка (рис. 1, слева) 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 (УКК), при помощи которого можно выставлять излучатель и гидрофон в заданные точки пространства с точностью 0,1

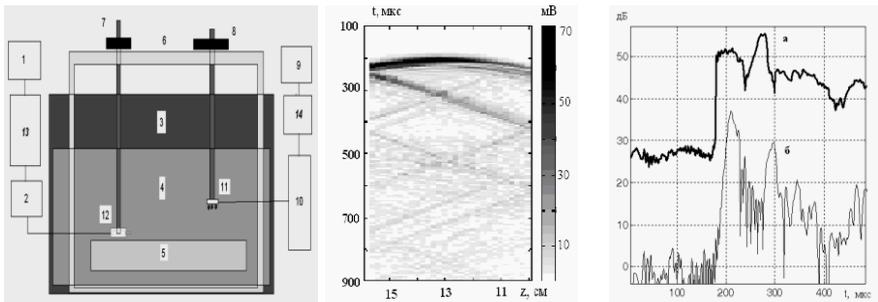


Рис. 1

мм. В состав установки входят: 1 – регистратор принятых сигналов, 2 – усилитель зряда, 3 – ванна из нержавеющей стали, 4 – вода, 5 – модель слоистого дна, 6 – УКК, 7 – каретка гидрофона, 8 – каретка излучателя, 9 – генератор сигналов, 10 – усилитель мощности, 11 – излучатель, 12 – гидрофон, 13 – АЦП, 14 – ЦАП. Зондирующие акустические импульсы возбуждаются излучателем, на который подаются импульсные ЛЧМ сигналы с усилителя мощности. Сигналы формируются с помощью цифрового генератора и цифроаналогового преобразователя (ЦАП). Принятые гидрофоном сигналы, преобразованные аналого-цифровым преобразователем (АЦП), запоминаются в цифровом виде для дальнейшей обработки. На первом этапе был проанализирован динамический диапазон измеряемых величин акустических сигналов в зависимости от задержки сигнала. В частности, рассматривались сигналы при синтезе вертикальной приемной апертуры. Здесь приемник акустического давления перемещали с глубины 160 мм до глубины 100 мм на расстоянии 300 мм от источника, расположенного на глубине 130 мм. Диаграмма источника направлена на слой стекла, которое в данном случае служило моделью дна. На рис. 1, в центре, представлена в яркостном виде матрица сигнала.

лов на входе канала обработки. Столбцы матрицы соответствуют координатам отклонения приёмника от начального положения, а строки – задержке сигнала. Линия с максимальной интенсивностью соответствует прямому лучу, соединяющему источник с гидрофоном. Ниже этой линии виден луч, отраженный от стекла. Сдвиг каждого столбца на нужное число строк вверх с последующим суммированием матрицы по столбцам позволяет изменить соотношение уровней сигналов в прямом и отраженном лучах в пользу отражённого. На рис. 1, справа (кривая б), показано соотношение мощного прямого и слабого отраженного лучей в столбце матрицы, соответствующем глубине 13 см. В результате выполненной обработки рис. 1, справа (кривая а), если считать прямой луч помехой отражённому, соотношение сигнал/помеха выросло с -6 до +6 в целом на 12 дБ. Модель дна при дальнейших измерениях состояла из 4-х слоёв: стекла толщиной 35 мм, стекла толщиной 25 мм, резины толщиной 33 мм и нержавеющей стали. Матрица распределения сигнала по задержкам представлена на рис. 2, слева и по центру, где темная верхняя линия соответствует прямому

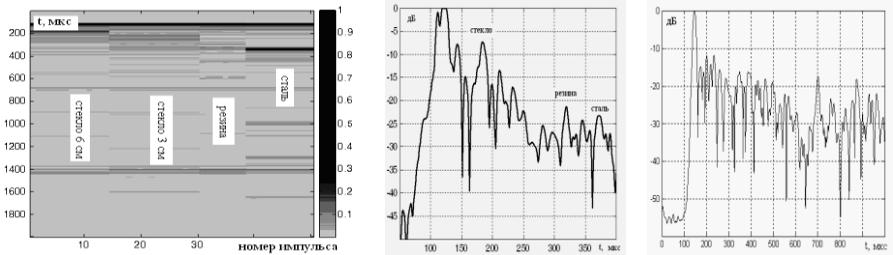


Рис. 2

лучу, а ниже прямого луча видны вклады соответствующих границ в сигнал, пришедший от слоистого дна. При измерениях излучались ЛЧМ последовательности с максимально возможной шириной полосы 50 - 500 кГц. Сжатие ЛЧМ импульсов производилось посредством взаимной корреляционной обработки сигнала, принятого гидрофоном и сигнала цифрового генератора. Накопление (суммирование) сжатых импульсов позволило подавить помехи. Максимальное превышение сигнала от дна над шумом и помехами в 25 дБ было получено путем регистрации сигнала в различных точках бассейна при устранении вибрации, источником которой было устройство перемещения гидрофона. На рис. 2, справа, представлен результат усреднения 50-ти импульсов с остановкой гидрофона на время излучения в каждой точке трассы. Из проделанных исследований видно, что точность измерений в бассейне достаточно для апробирования эффективности метода КСА3 в условиях физического моделирования.

Работа выполнена в рамках базовой части государственного задания (грант 3.5672.2017/8.9).

РЕКОНСТРУКЦИЯ ГЕОАКУСТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ДНА МОРСКОГО ШЕЛЬФА ПРИ ЗОНДИРОВАНИИ КОГЕРЕНТНЫМИ СЕЙСМОАКУСТИЧЕСКИМИ ИМПУЛЬСАМИ

В.И. Калинина¹⁾, И.П. Смирнов¹⁾, А.А. Хилько^{1, 2)}, А.И. Хилько^{1, 2)}

¹⁾*Институт прикладной физики РАН*

²⁾*ННГУ им. Н.И. Лобачевского*

Использование когерентных сейсмоакустических (СА) источников, имеющих относительно малую мощность излучения, позволяет достигнуть необходимой эффективности СА зондирования морского дна с учетом выполнения экологических требований. Оцениваемыми параметрами отраженных от донных слоев сжатых и отфильтрованных импульсов являются их толщина, плотность, скорость продольных и поперечных волн, а также декремент затухания. Реконструкция строения морского дна, в общем случае некорректная обратная задача, может быть сведена к оценке значений параметров донных слоев методом статистической проверки гипотез, в качестве которых выступает модель слоистого пространства. Использование оптимальных решающих статистик позволяет обеспечить заданную достоверность оценок глубины слоя при наблюдении сигналов, уровень которых на 5-10 дБ меньше уровня, который требуется при той же достоверности, но при использовании классической согласованной фильтрации (корреляционного метода). Эффективность реконструкции параметров донных слоев определяется также и адекватностью модели формирования полезных сигналов, которая должна быть построена с использованием априорных данных о структуре донных слоев. Адекватность используемой модели может обеспечить регуляризацию задачи и требуемую робастность алгоритма оценивания. Морфологические модели дна обычно представляются в виде совокупности n упругих слоев. При увеличении числа необходимых слоев число наблюдаемых параметров быстро возрастает. При этом, поскольку при пересечении каждой из границ упругого слоя возникают две упругие волны – продольная и поперечная, число импульсов, отраженных от слоистого полупространства

будет $k = 1 + \sum_{l=1}^n 4^l$. В частности, например, при модели из десяти слоев, полное число импульсов приближается к 10^6 . Для преодоления такого рода трудностей можно использовать упрощенные модели, в которых учитываются только энергонасыщенные компоненты поля, которые несут необходимую информацию и при этом могут быть измерены с требуемой достоверностью. Такая модель будет выполнять процедуру регуляризации, отбрасывая в измеряемом поле все, что не может быть достоверно измерено. В рамках настоящего исследования для вычисления отраженных акустических полей в практических задачах используем известные уравнения и формулы Цеппритца. Анализ структуры отраженных от слоистого морского дна СА сигналов с помощью модели позволяет, используя аналитические зависимости параметров сигналов, применить при решении обратной задачи проекционный метод реконструкции параметров слоистого дна.

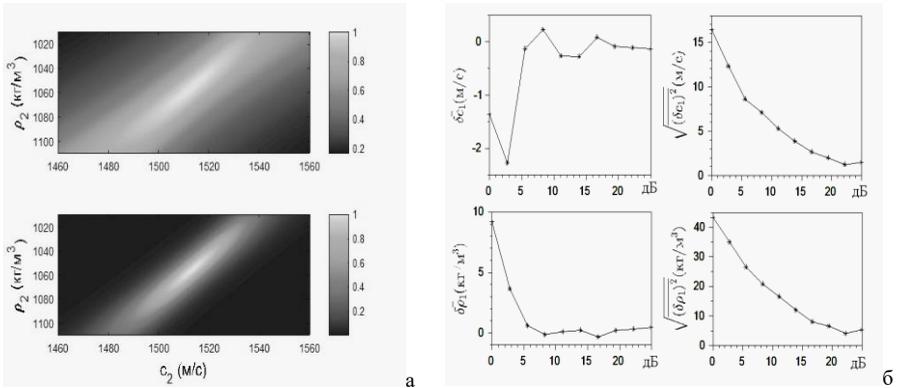


Рис.

Идея такого метода состоит в последовательном оценивании параметров сначала первого от поверхности дна слоя, потом следующего слоя, оценка которого получается с использованием оценки верхнего слоя, и так далее. Такая процедура позволяет оптимизировать траекторию поиска, соответствующего общему решению глобального экстремума в многомерном пространстве наблюдаемых параметров донных слоев. На рис. (а) показан результат модельных расчетов эффективности оценивания параметров второго жидкого слоя ($\bar{\rho}_1 = 1051$ кг/м³ и $\bar{c}_1 = 1500.5$ м/с) в модели дна при использовании решающего правила AMUSIC и приеме сигналов горизонтальной антенной длиной 100 и 300 м, на частоте 100 Гц, при уровне шумов -25 дБ. Точность оценки второго слоя падает с уменьшением точности оценки параметров верхнего слоя, которая зависит от отношения сигнал/шум на входе приемной системы (рис. б). По мере повышения номера оцениваемого слоя (увеличения глубины его залегания) ошибки при реконструкции нарастают, и реконструкция с заданной достоверностью становится невозможной.

Работа выполнена в рамках базовой части государственного задания (грант 3.5672.2017/8.9).

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДОННОЙ ВОЛНЫ, ВОЗБУЖДАЕМОЙ НА ШЕЛЬФЕ

Ю.М. Заславский¹⁾, В.Ю. Заславский^{1, 2)}

¹⁾Институт прикладной физики РАН

²⁾ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Численное моделирование низкочастотного звукового поля в прибрежной шельфовой зоне, создаваемого гидроакустическими источниками, все активнее используется в задачах зондирования донного пространства, проводимого при геологоразведочных сейсмопоисковых изысканиях. Определенный интерес приобретает анализ характеристик донной квазиэрлеевской поверхностной волны [1, 2], которая генерируется в условиях мелководного шельфа и регистрируется наряду с другими типами волн. Среда на значительных масштабах вглубь суши вдоль границы с водой характеризуется практически теми же упругими параметрами, как и донная, причем донно-сейсмическая волна «просачивается» в эту область и регистрируется, в частности, береговыми деформографами (лазерными интерферометрами) [3]. Гидроакустические поля в шельфовой зоне исследуются подробно в течение длительного времени, причем актуальны также исследования донной волны, характеристики которой наиболее тесно связаны со структурой и составом донной среды. Достаточно полную картину волнового поля с учетом всех типов волн, принимающих участие в его формировании, позволяют получить численные конечно-элементные методы, реализуемые вычислительными пакетами. В данной работе указанное исследование выполнено на основе анализа акустического поля, порождаемого гидроакустическим источником, погруженным на глубину h в водную толщу (ρ', c), имеющую полную глубину H , ниже которой залегает полубесконечная упругая донная среда, имитируемая скальным грунтом (с параметрами (ρ'', c_b, c_d)). При численном моделировании для построения 3-х мерной волновой картины используется конечно-элементный метод. Анализируется гармонический волновой режим.

Результаты численного моделирования

На рис. 1, рис. 2 демонстрируется пространственное распределение амплитуды сейсмоакустического поля для разной глубины погружения monopольного источника, пульсирующего на частоте $f = 200$ Гц. Изображена область, захватывающая водную толщу и пространство вблизи границы жидкость-дно. При гармоническом режиме возбуждается суперпозиция нескольких волновых типов.

На рис. 1 (а), (б), (в) амплитудное распределение волны демонстрируется для глубины погружения monopольного источника $h/H = 0.2$ ($H = 50$ м). На рис. 2 (а), (б), (в) демонстрируется аналогичный случай для глубины $h/H = 0.8$. Расцветка пространства передает распределение амплитуды волнового поля, соответствующее стационарному режиму, показывая, в частности, присутствие грунтовой волны на границе с характерными максимумами-кольцами вокруг источника. Характер распределения амплитуды этой поверхностной волны вглубь и вдоль границы зависит от глубины расположения источника h , от перепада значений плотности и скорости звука в смежных областях,

что указывает на возможность оптимизации системы регистрации и прогноза параметров донной среды.

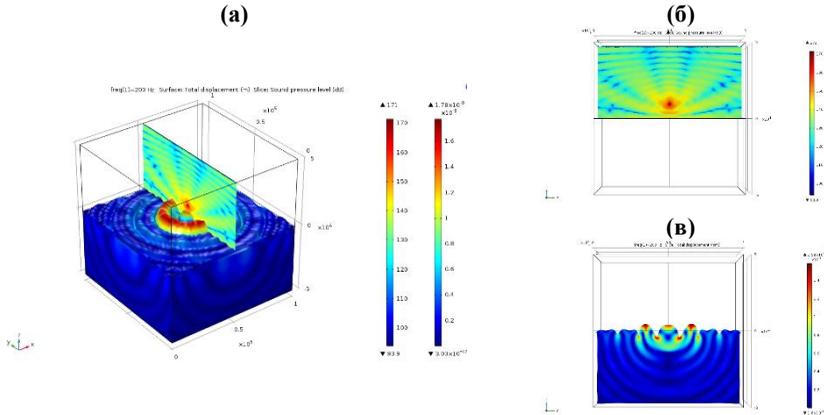


Рис. 1

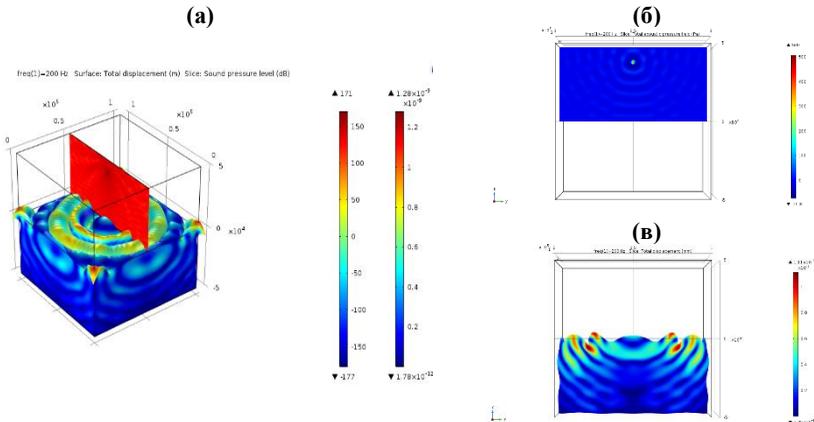


Рис. 2

В отличие от этого, распределение амплитуды в гидроакустической волне слабо связано с вариацией упругости и плотности в области дна. Чередование в донной области темных полос в виде расходящихся фронтов обусловлено интерференцией объемных продольных и поперечных волн.

Теоретические оценки

Представляет интерес обратиться также к результатам аналитического подхода при анализе донной сейсмоакустической волны на границе вода-дно. На этой основе получаются расчетные формулы для оценки предельной дальности, на которой возможна регистрация информативного сигнала. На этих дистанциях достигается его превышение над уровнем шумового фона на $\sim 3-6$ дБ. Последнее необходимо для прогноза характера слоистости дна или определения ее упругих параметров. Исходные выражения для волновых смещений, порождаемых, например, дипольным источником, следующие [4]:

$$u_z^{hyd} = \frac{F_0 k_l^4}{2\pi\omega^2 \rho''} \int_0^\infty \frac{\kappa_l \cos \xi h \cos \xi z J_0(kr) k dk}{\cos \xi H \left((2k^2 - k_l^2)^2 - 4k^2 \kappa_l \kappa_t \right) \cos \xi H + \frac{\rho' \kappa_l k_l^4}{\rho'' \xi^2} \sin \xi H} , \quad h \leq z \leq H \quad (1)$$

$$u_z^{gr} = \frac{iF_0}{2\pi\rho'' c_t^2} \int_0^\infty \frac{\left((2k^2 - k_t^2) e^{-\kappa_l(z-H)} - 2k^2 e^{-\kappa_t(z-H)} \right) \kappa_l c h k h}{\left((2k^2 - k_t^2)^2 - 4k^2 \kappa_l \kappa_t \right) c h k H + \frac{\rho' \kappa_l k_l^4}{\rho'' \kappa} s h k H} J_0(kr) k dk , \quad z \geq H \quad (2)$$

где $\kappa_l = \sqrt{k^2 - \omega^2/c_l^2}$, $\kappa_t = \sqrt{k^2 - \omega^2/c_t^2}$, $\xi = \sqrt{\omega^2/c^2 - k^2} = i\kappa = i\sqrt{k^2 - \omega^2/c^2}$.

Интегралы допускают асимптотическую оценку в дальней зоне излучения (вычит в точке k_R – волновое число поверхностной донной волны).

$$u_z^{hyd} = \frac{F_0}{2\omega^2 \rho''} \sqrt{\frac{2}{\pi k_R r}} \frac{e^{i k_R r - i\pi/4} \kappa_l k_R^2 \cos \xi h \cos \xi z_{(k_R)}}{\cos^2 \xi H_{(k_R)} \left(2 \left(2 \frac{k_R^4}{k_t^4} \left(2 - \frac{\kappa_l}{\kappa_t} - \frac{\kappa_t}{\kappa_l} \right) - 1 \right) - \frac{\rho' H \kappa_l k_R^2}{\rho'' \xi^2} \right)} , \quad h \leq z \leq H \quad (3)$$

$$u_z^{gr} = \frac{-F_0}{2\omega^2 \rho''} \sqrt{\frac{2}{\pi k_R r}} \frac{e^{i k_R r - i\pi/4} \kappa_l k_R^2 \left(\left(2 \frac{k_R^2}{k_t^2} - 1 \right) e^{-\kappa_l(z-H)} - 2 \frac{k_R^2}{k_t^2} e^{-\kappa_t(z-H)} \right) c h k_{(k_R)}}{c h k H_{(k_R)} \left(2 \left(2 \frac{k_R^4}{k_t^4} \left(2 - \frac{\kappa_l}{\kappa_t} - \frac{\kappa_t}{\kappa_l} \right) - 1 \right) + \frac{\rho' H \kappa_l k_R^2}{\rho'' \kappa^2} \right)_{(k_R)}} , \quad z \geq H \quad (4)$$

На рис.3. представлено амплитудное распределение донной волны по координатам r, z (по глубине ($\xi = \omega z/c_t$) и радиусу ($\eta = \omega r/c_t$) – область $h \leq z \leq \infty$, $0 \leq r \leq 10H$) при $c_t = 1.6$ км/с, $c_l = \sqrt{3}c_t$ при двух значениях частоты: а) $\omega H/c = 0.56$, б) $\omega H/c = 0.844$, $h/H = 0.05$. Картины получены путем расчета по формулам (3), (4) и соответствуют идеальному случаю отсутствия других типов волн, в отличие от представленных на рис. 1 и рис. 2.

При введении в формулы (3), (4) поправки на учет диссипативного фактора возможна оценка предельной дальности слышимости источника излучения этого типа волн при том или ином уровне шумового сигнала.

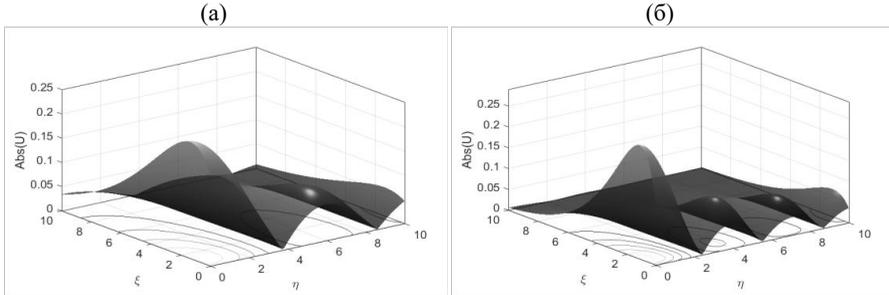


Рис. 3

Задавая декремент поглощения поверхностных волн, например, величиной $\Theta_R = 0.03$, можно оценить предельную дальность слышимости при дистанционном зондировании дна. При этом, в качестве исходной величины также требуется задать F_0 – амплитуду акустического диполя, измеряемого в единицах силы (например, $F_0 \cong 2 \cdot 10^4 H$) и уровень фона, например, 0.1 мкм/с (интегральный отклик по скорости смещения в интервале частот 1...20 Гц). При учете этих данных расчет по формулам (3), (4) показывает, что предельная дальность может быть оценена дистанцией в несколько километров.

Выводы

Данные моделирования позволяют надежно и достоверно прогнозировать пространственные зависимости амплитуды и фазы поля, по которым рассчитываются вышеперечисленные величины и для получения которых потребовались бы затратные натурные эксперименты по регистрации и селекции донно-сейсмических волн из полной их совокупности, в особенности при наличии шума и помех, с расстановкой гидрофонов по всей глубине бассейна на удалениях, возрастающих по дистанции.

- [1] Лапин А.Д. Определение параметров грунта по дисперсионной кривой поверхностной волны // Акуст. ж. 1993. Т. 39, вып.1. С. 181.
- [2] Агеева Н.С. Распространение звука в мелком море. Акустика океана. Современное состояние науки. – М.: 1982.
- [3] Бородин А.Е., Долгих А.Г., Долгих Г.И., Фищенко В.К. Регистрация сейсмоакустических сигналов надводного судна двухкоординатным лазерным деформографом // Акуст. ж. 2016. Т. 62, вып.1. С. 59.
- [4] Бреховских Л.М., Годин О.А. Акустика неоднородных сред. Т. 1 Основы отражения и распространения звука. – М.: Наука, 2007. 443 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ, ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ОПТОВОЛОКНА С СИЛЬНО ПОГЛОЩАЮЩИМ ПОКРЫТИЕМ

В.В. Казаков, В.А. Каменский

Институт прикладной физики РАН

Лазерное излучение, передаваемое с помощью оптоволокну в биологическую ткань, достаточно широко используется для абляции ее патогенных областей [1]. Использование термического эффекта существенно увеличивает скорость резания и снижает кровопотери, что благотворно сказывается на послеоперационном заживлении ран. Нагрев ткани приводит к образованию в ней пузырьков самых различных размеров от долей миллиметра, шум которых слышен как «кипение», до размеров микронного уровня, которые могут схлопываться, создавая мощные акустические течения и ударные волны, приводящие, в частности, к гибели бактерий и обеззараживанию ран [2]. В последнее время активно развивается метод лазерной абляции, использующий предварительное оптическое затемнение торца оптоволокну, для чего на него наносится специальное покрытие. Это, в частности, позволяет увеличить его нагрев и изменить предварительные условия как нагрева самой биологической ткани, так и условий возникновения пузырьков, что уменьшает их зависимость от свойств используемой среды [3].

Данная работа посвящена разработке различных методов контроля текущего взаимодействия оптического излучения, создаваемого оптоволокну с сильно поглощающим покрытием, с различными объектами исследования (жидкости, модели биологической ткани, различные фантомы) путем оценки уровня создаваемого акустического шума и акустических течений, определения наличия пузырьков определенного размера методами ультразвуковой локации.

В качестве источника оптического излучения использовался лазерный хирургический аппарат ЛСП-007/10 «IRE Polus» ($\lambda = 0.97$ мкм, максимальная мощность $P = 10$ Вт, диаметр светонесущей жилы $S_1 = 0.5$ мм). Для обнаружения пузырьков использовался ультразвуковой локационный метод, основанный на регистрации амплитуды гармоники и субгармоники излучаемой ультразвуковой волны [4-6]. Параметрическое возбуждение пузырька на резонансной частоте $f_2 = f_1/2$, где f_1 – частота излучаемой волны, позволяет обнаружить его с высокой достоверностью. В дополнительных экспериментах возбуждение пьезоэлемента ультразвукового датчика одновременно происходило как на продольных, так и радиальных модах колебаний, что позволяло проводить локацию одновременно на двух частотах и, соответственно, достоверно обнаруживать пузырьки по крайней мере двух размеров (7).

На рис.1 приведены схемы расположения ультразвуковых преобразователей при проведении различных экспериментов: при гидролизе воды (а), в сосуде с жидкостью с использованием датчика S_2 или температуры или гидрофона (б, в) и воздушной среде (г) для модели биологической ткани из агар-агара. Специально изготовленный ультразвуковой локатор излучал 1-10 периодов частоты $f_1 = 2.92$ МГц в ключевом режиме возбуждения прямоугольным импульсом со скважностью 3 с помощью преобразователя T_1 . Частота ультразвуковых посылок составляла 5 Гц, амплитуда возбуждения – 40 В.

Оси излучающего ($T1$) и широкополосного приемного ($T2$) преобразователей пересекались на расстоянии $d_1 = 15-20$ мм от плоскости их рабочих поверхностей. Диаметры обоих преобразователей равны 6 мм, длины – 20 мм.

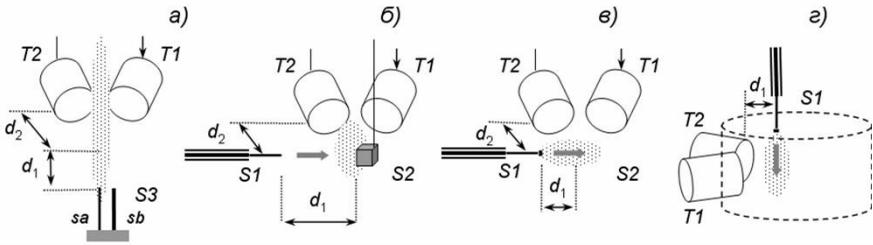


Рис. 1

Для исследования радиационного давления создаваемого вблизи торца оптоволокну был изготовлен высокочувствительный индуктивный датчик смещения, позволяющий регистрировать отклонение с чувствительностью 10 мкм закрепленной на нем мишени размером 1,5 x 1,5 мм. При непрерывном перемещении оптоволокну относительно мишени в пределах 0-20 мм, измерялось ее смещение на выбранном расстоянии от торца. На расстоянии 3 мм от торца оптоволокну смещение мишени составляет около двух миллиметров. Амплитуда смещения достаточно быстро уменьшается с увеличением расстояния, при почти неизменной ширине области взаимодействия. Эта методика измерений может быть использована для объективизации сравнения эффективности оптического излучения создаваемого на торце оптоволокну с различными покрытиями.

Апробация метода диагностики микропузырьков проводилась путем обнаружения всплывающих пузырьков в воде при ее гидролизе (рис. 1а). На рис. 2в приведены усредненный $Ss(f)$ (●) и пиковый $Sp(f)$ (▲) спектры ультразвуковых сигналов, а также зависимость размера пузырьков (—) от частоты (рис. 2в). Устройство для гидролиза состояло из колеблющейся на частоте 39 Гц стальной иглы диаметром 0.3 мм, длиной 50 мм и медного стержня диаметром 1.5 мм, ток через которые подбирался для получения микропузырьков. Гидролиз включался в момент времени $t_0 = 3.6$ с, а спектры приведены для $t_2 = 8$ с. При вычислении спектров в качестве опорного вычитаемого сигнала использовалась усредненная осциллограмма для времени t_1 [6].

Показано, что разработанный метод действительно позволяет осуществлять мониторинг образования пузырьков самых различных размеров как линейным, так и нелинейным акустическими методами. При использовании анализа сигналов с условием вычитания из них опорного сигнала, превышение сигнала над шумом на некоторых частотах достигало 40 дБ, что свидетельствует о достоверности измерений. Накопление амплитуд спектральных составляющих по пиковому значению амплитуд или с их усреднением показывает, что изменения огибающих спектра качественно совпадают, при этом сохраняется и диапазон отношения сигнал/шум.

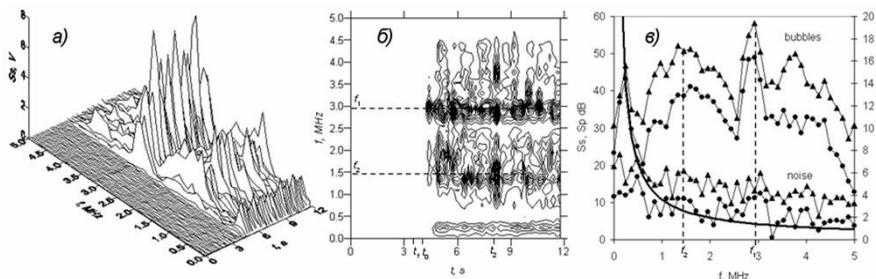


Рис. 2

Схема измерений для обнаружения пузырьков, вызванных нагревом твердого тела в жидкости, с одновременным измерением его температуры или акустического шума приведена на рис.1б. С помощью оптического излучения нагревался корпус термодатчика TC1047A (S_2), находящегося в зоне локации на расстоянии d_2 , изменяемом от 2 мм до 20 мм. Мощность P излучения лазера составляла 3, 6, 9 Вт. При $P > 6$ Вт и $d_2 < 6$ мм средняя температура датчика повышается более чем на 100 °С, что приводит к интенсивному образованию пузырьков. Очевидно, что любой объект, поглощающий оптическое излучение до температуры кипения будет приводить к образованию пузырьков. Для увеличения температуры нагрева на торец оптоволоконна целесообразно нанести светопоглощающее покрытие. Обычно это делается путем его вдавливания при работающем лазере в компаунд Dental Photonics на 1-2 мм с последующей сушкой прилипшего слоя на воздухе. Однако, его «время жизни» составляет десятки секунд. Чтобы его увеличить до 10-15 минут, была разработана специальная смесь из эпоксидной смолы с наполнителем из порошка активированного угля. При использовании схемы измерений рис. 1в было показано, что создаваемые таким оптоволоконном уровни акустических и ультразвуковых сигналов сравнимы с уровнями сигналов, наблюдаемых при проведении экспериментов с гидролизом воды.

Оптоволоконно с затенением использовалось для деструкции фантома биологической ткани, изготовленной из 2 % агар-агара в виде цилиндра диаметром 68 мм и толщиной 28 мм (рис. 1г). К его боковой поверхности прислонялись преобразователи T_1 и T_2 . Для уменьшения влияния на анализируемый сигнал изменения структуры среды и резких изменений амплитуд разностного сигнала метод обработки сигналов с вычитанием опорного сигнала был объединен с методом череспериодного вычитания [7]. Результаты измерения приведены на рис.3. При включении лазера (рис. 3а) в фантоме образуются пузырьки, которые генерируются и после его выключения. Использование двухчастотной ультразвуковой локации на частотах излучения $f_1 = 2.92$ МГц и $f_2 = 0.32$ МГц позволяет по уровню их субгармоник одновременно определять наличие пузырьков разного размера: ~ 2.5 мкм и ~ 20 мкм.

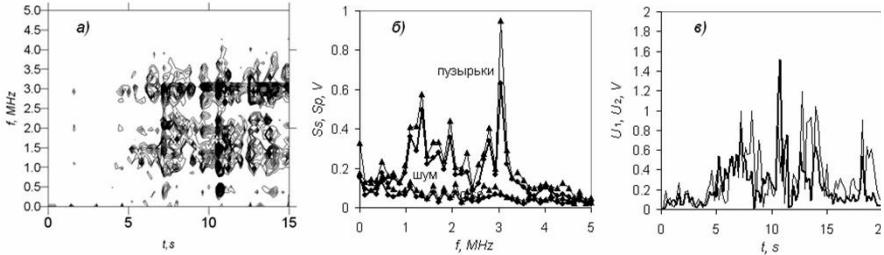


Рис. 3

Проведенные исследования показали, что оптоволокну с торцом, затененным светопоглощающим покрытием, одновременно является источником как нагрева биологической ткани или жидкости, так и мощным генератором микропузырьков. Контроль образования и наличия пузырьков определенного размера может быть осуществлен с помощью импульсной одно- или двухчастотной ультразвуковой локации. По изменению уровней амплитуд гармоник и субгармоник можно определять момент включения лазера, коллапс парогазовых пузырей и деградацию покрытия торца оптоволокну. Путем управления мощностью излучения лазера в зависимости от уровня амплитуды субгармоники можно сделать автоматическое регулирование насыщенности воды пузырьками определенного размера, хотя и с небольшой эффективностью. По измерению уровня шума в диапазоне до 500 кГц, усредненного за 1-5 сек относительно уровня, измеренного при выключенном лазере, также можно достоверно определять момент начала взаимодействия лазера с жидкостью и степень деградации поглощающего покрытия торца оптоволокну с течением времени.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 14-15-00840-Р.

- [1] Altshuler G.B., Belikov A.V., Sinelnik Y.A. // *Lasers in Surgery and Medicine*. 2001. Vol. 5, No. 28. P. 435.
- [2] Verhaagen B., Rivas D.F. // *Ultrasonics Sonochemistry*. 2016. No. 29. P. 619.
- [3] Romanos G.E., Belikov A.V., Skrypnik A.V., Feldchtein F.I., Smirnov M.Z., Altshuler G.B. // *Lasers in Surgery and Medicine*. 2015. No. 47. P. 411.
- [4] Мансфельд А.Д., Мансфельд Д.А., Рейман А.М. // *Акустический журнал*. 2005. Т. 51, №2. С. 259.
- [5] Daeichin V., Bosch J.G., Needles A. // *Ultrasound in Medicine & Biology*. 2015. Vol. 2, No. 41. P. 486.
- [6] Kazakov V.V., Sanin A.G., Kamensky V.A. // *Journal of Innovative Optical Health Sciences*. 2016. Vol. 9, No. 5. P.1650013-1.
- [7] Kazakov V.V., Jusupov V.I., Bagratashvili V.N., Pavlikov A.I., Kamensky V.A. // *American Journal of Engineering and Applied Sciences*. 2016. Vol. 9, No. 4. P. 921.

ИССЛЕДОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ КАРСТОПОДОБНЫХ СРЕД

М.С. Дерябин, Л.А. Самойлова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Карстовые явления – нарушение целостности массивов горных пород под воздействием воды, являются важной для изучения техногенной проблемой. Карстовые явления связаны с карбонатными и некарбонатными породами [1]. Исследуемые в данном эксперименте вещества имеют схожие свойства с образцами грунта подверженного карстовым явлениям, то есть исследуемые образцы сред в эксперименте подбирались таким образом, чтобы их прочностные характеристики резко изменялись под воздействием воды. Для создания сред с нужными свойствами, использовались алебастр и поваренная соль в равных массовых долях. Из данных веществ, смешанных с водой, после просушивания удавалось создавать образцы заданной цилиндрической формы (диаметр ~ 20 мм, длина ~ 90 мм).

Эксперимент

Блок-схема эксперимента представлена на рис.1.

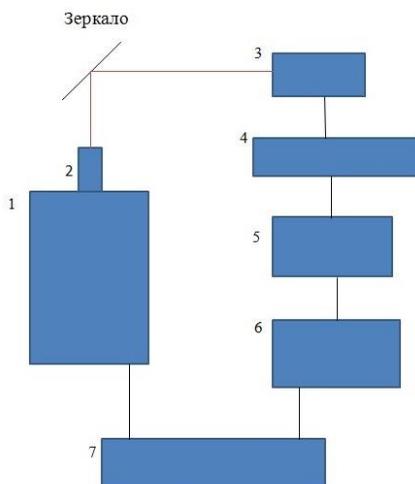


Рис. 1

Эксперимент был проведен по следующему алгоритму. К вибростолу TIRA VIB 52120 – 1, прикреплен с помощью специального клея цилиндрический образец с приклеенной на него фольгой – 2. Гармонический непрерывный сигнал в диапазоне частот от 200 Гц до 5000 Гц создавался цифровым генератором Tektronix AFG3022 – 6, и подавался на усилитель мощности VAA 500 – 7. Вибростол работал при напряжении

накачки равном 1.4 В. Акустический сигнал, который прошел через образец с фольгой, регистрировался с помощью оптического канала, а, именно, лазерной головки - 3, луч которой был направлен на зеркало и отражен на образец в центр листа фольги, и виброметром OFV5000 – 4 с доплеровским декодером. Сигнал предварительно анализировался осциллографом Tektronix DPO3052 – 5.

Для оценок акустических параметров в данной работе использовались следующие допущения. Стержень считается тонким в том случае, когда радиус стержня R мал по сравнению с длиной волны λ , т.е. $R/\lambda \ll 1$, так как в нашем случае характерное отношение $R/\lambda \approx 0,01/0,18 = 0,056$, то данные образцы можно считать тонкими стержнями. Исходя из этого, были посчитаны скорость звука c_{cm} и модуль Юнга E . Скорость звука c_{cm} можно найти по следующей формуле:

$$c_{cm} = \frac{2 \cdot L \cdot f_n}{n} \quad (1)$$

Следуя, например, [2], скорость распространения упругой продольной волны можно записать, как

$$c_{cm} = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (2)$$

Отсюда,

$$E = c_{cm}^2 \cdot \rho \quad (3)$$

На рис.2 и рис.3 представлена зависимость амплитуды регистрируемого акустического сигнала от частоты (АЧХ).

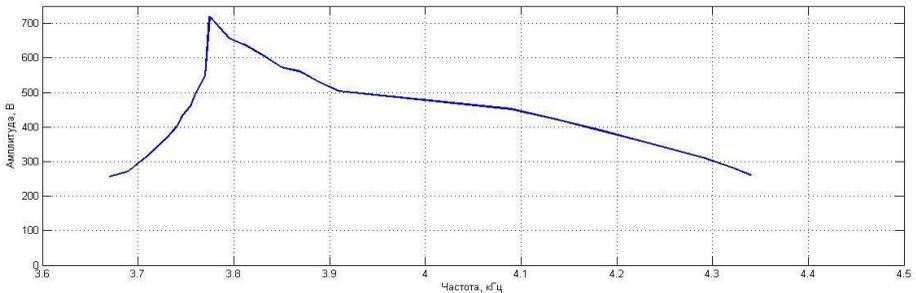


Рис.2

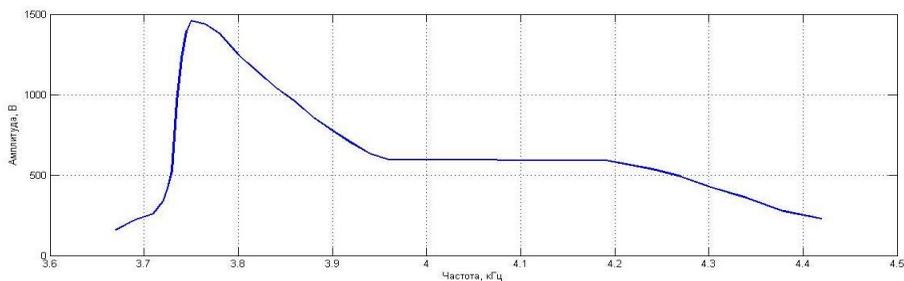


Рис.3

В данной работе Модуль Юнга определялся по наименьшему по частоте резонансу образца f_1 .

На графике Рис.2 представлено АЧХ при «сухом» образце. Частота наименьшего резонанса, скорость звука и модуль Юнга соответственно равнялись: $f_1 = 3775$ Гц, $c_{cm} = 679,5$ м/с, $E = 1,016 \cdot 10^9$ Па. На графике рис.3 представлено АЧХ при «мокром» образце – в образец был добавлен 1 мл воды. Частота наименьшего резонанса, скорость звука и модуль Юнга соответственно равнялись: $f_1 = 3750$ Гц, $c_{cm} = 675$ м/с, $E = 1,002 \cdot 10^9$ Па.

Модуль Юнга, как величина характеризующая способность твердого тела (материала) сопротивляться растяжению или сжатию под воздействием внешних колебаний, в случае с намоченным образцом снижается, а, значит, образец становится более подвержен деформации [3].

Основные результаты проделанной работы следующие:

- предложена модельная среда, обладающая свойствами, максимально приближенными к карстовым породам;
- предложен простой метод оценки некоторых акустических характеристик (модуля Юнга, скорости звука продольных волн) карстоподобных модельных сред;
- полученные первые результаты, демонстрирующие изменение прочностных характеристик модельных образцов при добавлении в них воды.

[1] Гвоздецкий Н.А., Карст – Москва: Мысль, 1981. 214 с.

[2] Исакович М.А. Общая акустика – Москва: Наука, 1973. 496 с.

[3] Седов Л.И. Механика сплошной среды. Том 2. – Москва: Наука, 1970. 568 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЙ В ЖИДКОСТИ В ФОКАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ

М.С. Дерябин, Д.С. Лебединцев

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В наши дни большой интерес представляют исследования, связанные с изучением воздействия мощных акустических полей на различного рода технологические процессы. В частности, на выращивание кристаллов. Наиболее распространенный метод выращивания кристаллов основан на использовании гидромеханической мешалки, которая омывает струей раствора выделенную растущую грань кристалла, который в свою очередь реверсивно вращается. Таким способом достигается необходимая гидродинамическая обстановка на растущих поверхностях.

С описанным выше способом достичь высокой чистоты ростовой среды проблематично, поскольку механические элементы находятся в химически агрессивном растворе. Имеет место примесный аппаратурный фон. Был предложен способ, заключающийся в использовании ультразвука вместо механической мешалки. Модификация состоит в том, чтобы изолировать кристалл стенками из химически стерильного звукопроницаемого материала, пересыщение создавать в области минимального размера. Подавать в нее протоком струю раствора, омывающую выделенную растущую грань. Необходимую гидродинамическую ситуацию на растущей кристаллической поверхности создать акустическими средствами. В результате количество примесей можно свести до минимума [1].

Для развития метода выращивания кристаллов таким способом необходимо иметь возможность точно определять масштаб и амплитуду скоростей течений. Возможно применение трех видов излучателей: плоских, сферических и цилиндрических. Плоские не показали хороших результатов, поскольку течения, создаваемые в ванне, были достаточно слабыми. Использование сферических излучателей привело к ускоренному росту кристаллов за счет того, что течения стали сфокусированными. В определенной точке скорость этих течений была максимальна. Недостаток сферической фокусировки, заключающийся в том, что течения создаются в очень ограниченной области пространства (т.к. фокальная область при сферической фокусировке имеет характерные размеры не более 1 см), что снижает эффект воздействия на ростовую поверхность большой площади. Цилиндрические излучатели имеют преимущество перед сферическими в том, что они имеют большую фокальную область, значит можно охватить большую площадь ростовой поверхности.

Измерения распределения акустического поля создаваемого рассматриваемым излучателем производились с помощью автоматизированного измерительного комплекса фирмы Precision Acoustics (Ultrasound Measurement System Control Centre). Данный комплекс акустических измерений имеет абсолютную точность позиционирования в пространстве 6 мкм. Для регистрации акустического поля использовался оптоволоконный гидрофон, входящий в комплект измерительного оборудования Fibre-optic Hydrophone System фирмы Precision Acoustics. Гидрофон имеет размер чувствительного элемента 0.1 мм, и калиброван производителем в диапазоне частот до 20 МГц [2] [3].

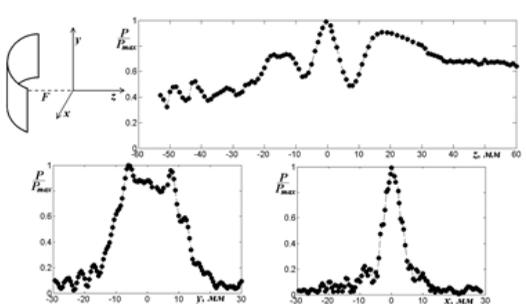


Рис.1

На рис.1 представлены графики распределения давления по координатам x , y , z , где ось z совпадает с осью излучателя. Нормировка выполнена по максимальному значению. Центр координат находится в геометрическом фокусе излучателя. Шаг измерений по оси z составляет 1 мм, по осям x , y – 0.5 мм.

По данным графикам можно определить размер фокальной области цилиндрического излучателя. По оси x ширина этой области составляет 8мм, по оси z – 10мм, по оси y – 24мм.

Схема и методика исследований представлена на рис.2: в акустическую ванну из пластика помещен источник ультразвука. В работе предлагается использовать цилиндрический излучатель. Пластина, волновое сопротивление которой близко к сопротивлению кристалла, подвергается воздействию акустического излучения. Для визуализации течений в ванну добавляются частицы субмикронного размера (порядка 0,1 мм), приготовленные на основе поливинилацетатного латекса. Частицы должны обладать нулевой плавучестью и хорошо засвечиваться лазерным излучением. Фокальная область цилиндрического излучателя просвечивается по горизонтальной оси лазерным ножом, сформированным цилиндрической линзой из луча лазера NdYag с длиной волны 532 нм и мощностью 200 мВт. Образы частиц регистрируются на управляемую компьютером камеру. Видеоизображения на компьютере обрабатываются программой PIVlab 1.41 [4].

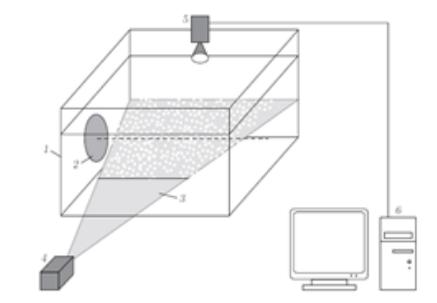


Рис.2

Пространственное распределение скорости акустических течений в начальные моменты времени соответствует распределению линейного акустического поля в фокальной области излучателя. Поле скорости установившегося течения в свою очередь имеет более сложную структуру. В определенной точке пространства скорость течения максимальна. Эта область представляет наибольший интерес.

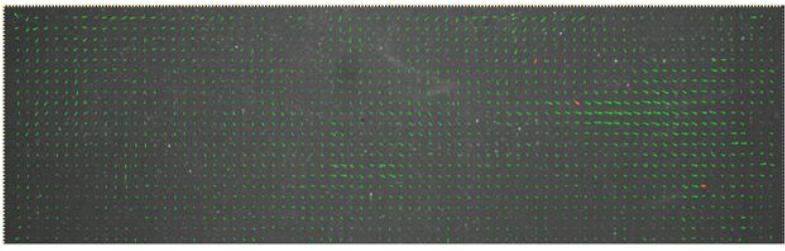


Рис.3

На рис.3 представлен график зависимости скорости течения от расстояния через 0,1 секунды после включения излучателя. В начальные моменты времени формирования течения максимальная скорость составляет 0,9 мм/с и достигается она в фокальной области.

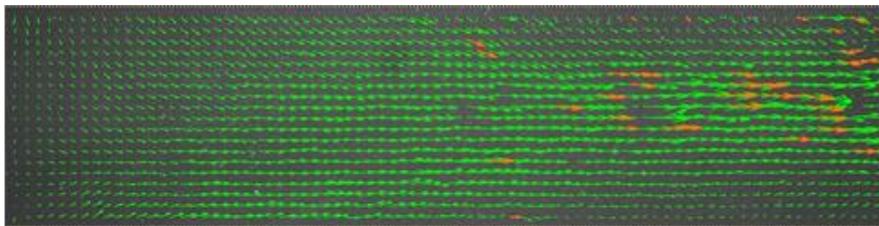


Рис.5

На рис.5 представлен график зависимости скорости течения от расстояния через 18 секунд после включения излучателя. Оно является установившимся, максимальная скорость достигает 4,5 мм/с.

В результате была исследована структура поля цилиндрического излучателя. Фокальная область имеет размеры 8мм × 24мм × 10мм. Исследованы течения, формируемые данным излучателем. Установившееся течение формируется через 5 сек. Максимальная скорость достигается в фокальной области, и она равна 4,5мм/с.

- [1] Родченков В.И., Сергеев Д.А. Исследование течений в жидкости, индуцированных сфокусированным ультразвуковым полем, и их применение для воздействия на рост монокристаллов. // ПМТФ. 2009. Т. 50, № 4. С. 11.
- [2] Ершов В.П., Касьянов Д.А., Родченков В.И., Сергеев Д.А. Исследование процессов растворения и роста солевых монокристаллов в неоднородных акустических полях. 1. Стоячая акустическая волна // Кристаллография. 2008. Т. 53, № 2. С. 181.
- [3] Ершов В.П., Касьянов Д.А., Родченков В.И., Сергеев Д.А. Исследование процессов растворения и роста солевых монокристаллов в неоднородных акустических полях. 2. Сфокусированное акустическое поле // Кристаллография. 2008. Т. 53, № 2, С. 187.
- [4] Дерябин М.С., Касьянов Д.А., Родченков В.И., Сергеев Д.А. Экспериментальное исследование акустических течений в сфокусированном ультразвуковом поле // ПМТФ. 2010. Т. 51, № 5, С. 52.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЧАСТОТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СУСПЕНЗИЙ ЭРИТРОЦИТОВ МЕТОДОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРА ПОСТОЯННОЙ ДЛИНЫ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ РАСТВОРОВ ГЛЮКОЗЫ

Д.А. Стрельцов, А.В. Клемина, А.И. Стародумова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Сахарный диабет представляет собой серьезную медико-социальную проблему, что обусловлено его высокой распространенностью, сохраняющейся тенденцией к росту числа больных, хроническим течением, определяющим кумулятивный характер заболевания, высокой инвалидизацией больных и необходимостью создания системы специализированной помощи. Сахарный диабет занимает третье место среди непосредственных причин смерти после сердечно-сосудистых и онкологических заболеваний, поэтому решение вопросов, связанных с проблемой сахарного диабета, поставлено во многих странах на государственный уровень.

Реакция Майяра – химическая реакция между аминокислотой и сахаром. Эта реакция между белками и сахарами (т. н. гликирование) имеет место и в живом организме. В нормальных условиях скорость реакции настолько мала, что её продукты успевают удалиться. Однако при резком повышении сахара в крови при диабете реакция значительно ускоряется, продукты накапливаются и способны вызвать многочисленные нарушения (например, гиперлипидемии). Особенно это выражено в крови, где резко повышается уровень повреждённых белков (например, концентрация гликозилированного гемоглобина является показателем степени диабета).

Эритроциты содержат гемоглобин, который при стойком повышении глюкозы в организме (при сахарном диабете), подвергается реакции гликирования, почти в первую очередь, и содержание гликированного гемоглобина в эритроците возрастает [1]. Мы предполагаем, что при этом может изменяться сжимаемость и вязкость эритроцитов.

Для проверки этого предположения были исследованы частотные зависимости скорости и поглощения ультразвука в суспензии отмытых в физрастворе эритроцитов, которые выдерживались в течение суток в растворах глюкозы разной концентрации.

Суспензии для исследования получались путем смешивания в пропорции 1:1 3-хкратно отмытых в физрастворе эритроцитов крови человека и растворов глюкозы нужной концентрации. Измерения проводили в интервале частот от 7,5 Мгц до 8,5 Мгц. Это наиболее пригодный для работы интервал частот. В этой области ошибка измерений будет наименьшей, так как добротность резонансных пиков максимальна.

Все исследования проводились на акустическом анализаторе «БИОМ» (рис. 1). Работа прибора основывается на методе интерферометра фиксированной длины.



Рис. 1

Были получены значения акустического параметра (АКП) в суспензиях и чистых растворах $AKП = (V_{p-pa} / V_{H2O} - 1) * 10^3$ (относительное изменение скорости звука по отношению к эталону, в данном случае дистиллированная вода).

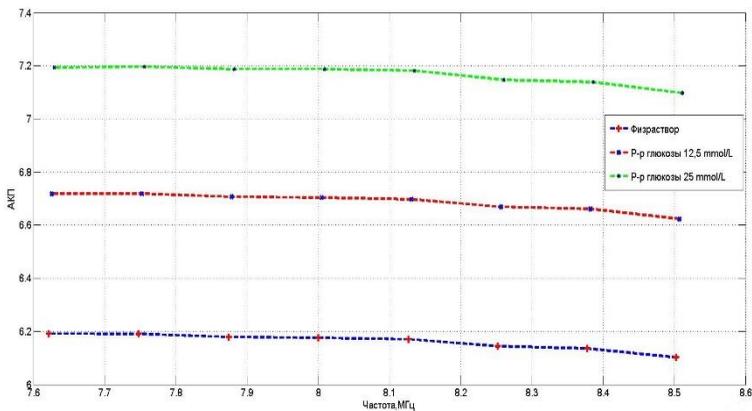


Рис. 2

На рис. 2 показаны частотные зависимости АКП всех используемых растворов. Мы видим последовательное увеличение АКП от физраствора к 25 mmol/L раствору глюкозы.

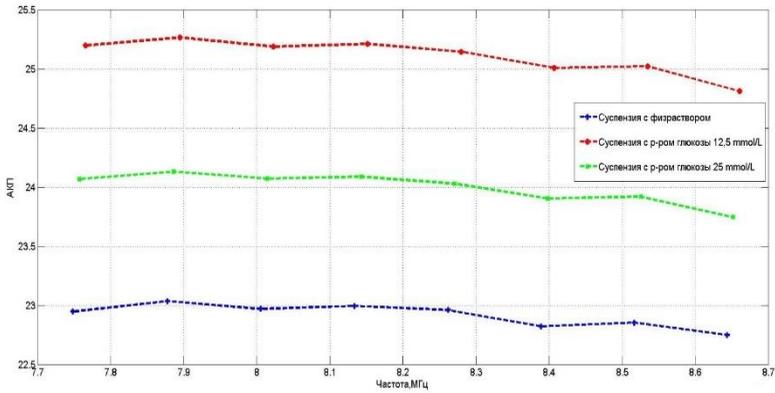


Рис. 3

На рис. 3 показаны частотные зависимости АКП приготовленных суспензий. Значения суспензии, приготовленной с помощью 12,5% раствора глюкозы, значительно выше, чем у суспензии, приготовленной с помощью физраствора. А вот значения суспензии, приготовленной с помощью 25% р-ра глюкозы, ниже, чем у 12,5% раствора. Что отличается от их зависимостей при чистых растворах. Это, скорее всего, связано с достижением предельной концентрации гликированного гемоглобина и началом более сложных химических реакций.

В дальнейшем планируется провести исследование на более реальных концентрациях глюкозы в организме человека (от 5-10 mmol/L) и определить, сможем ли мы фиксировать незначительные изменения концентрации глюкозы.

[1] Shuhg K.K., Krisko B.A. Acoustic measurement of erythrocyte compressibility // JASA. 1982. Vol. 72 (5). P. 1364.

НЕИНВАЗИВНАЯ СИСТЕМА СБОРА И АНАЛИЗА СИГНАЛОВ ПУЛЬСОВЫХ ВОЛН

Д.А. Гундырев¹⁾, Ю.И. Белов²⁾, И.Ю. Демин¹⁾, А.Г. Серкин²⁾, С.О. Черникова²⁾

¹⁾ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾Научно-исследовательский радиофизический институт (НИРФИ)

Проблема здоровья человека, одна из самых важных, актуальных и сложных на сегодняшний день, относится к глобальным современным проблемам. Анализ вариабельности сердечного ритма (ВСР) является одним из методов оценки состояния механизмов регуляции физиологических функций в организме человека и животных. Показатели ВСР отражают жизненно важные характеристики управления физиологическими функциями организма — вегетативный баланс и функциональные резервы механизмов его управления. Анализируя ВСР, мы можем не только оценивать функциональное состояние организма, но и следить за его динамикой, вплоть до патологических состояний с резким снижением возможностей систем регуляции сердечного ритма, срывом адаптационных процессов и высокой вероятностью смерти. [1] Определение ВСР является доступным неинвазивным методом оценки вегетативной регуляции сердечной деятельности. В частности, простые и компактные приборы фотоплетизмографии [2] и пульсоксиметрии, выпускаемые в России и за рубежом, сейчас широко используемые как в клиническом применении, так и в амбулаторном, становятся доступными в индивидуальной эксплуатации обычному, неквалифицированному пользователю. Они позволяют контролировать упругость аорты и магистральных артерий, насыщение крови кислородом и ряд других характеристик кровеносной системы человека.

В качестве устройства для съема данных применяется датчик – клипса со светодиодом, установленным с одной стороны пальца (или уха), и с фотодиодом, установленным на противоположной стороне, имеющая возможность для подключения к блоку регистрации сигнала через USB. Светодиод излучает свет, пропускаемый через палец. Свет частично поглощается внутри пальца кожей, тканью, кровью, костью и попадает на фоточувствительный элемент. Изменению объема крови в пальце соответствует изменение интенсивности света, который проходит через палец. Увеличение давления приводит к увеличению объема крови в пальце и, соответственно, уменьшает поток света, через него проходящий. Отсюда следует, что сопротивление фотодиода можно считать обратно пропорциональным уровню кровяного давления человека.

Макет системы регистрации пульсовых волн выполнен на основе отладочной платы AT43DK355 для семейства микроконтроллеров типа AT43USB35X. Такой микроконтроллер имеет 10-ти разрядный АЦП, работающий темпом преобразований до 12 мкс, 24 кбайт программной памяти, 1 кбайт памяти данных и встроенный контроллер USB с функциями *hub* и *device*. С применением такого микроконтроллера и его отладочной платы блок-схема устройства имеет вид, приведенный на рисунке 1.



Рис. 1

Внешний вид отладочной платы AT43DK355 приведен на рис. 2.



Рис. 2

Схема позволяет регистрировать в памяти РС файл данных в txt или dat формате. Файлы подвергаются обработке, преследующей целью расчет содержания кислорода в крови пациента и его артериального давления.

Пример записи сигналов фотодиода (пульсограмма), полученный для добровольного пациента на макете системы регистрации пульсовых волн, приведен на рисунке 3. Обработка пульсограммы проведена в среде программирования MatLAB.

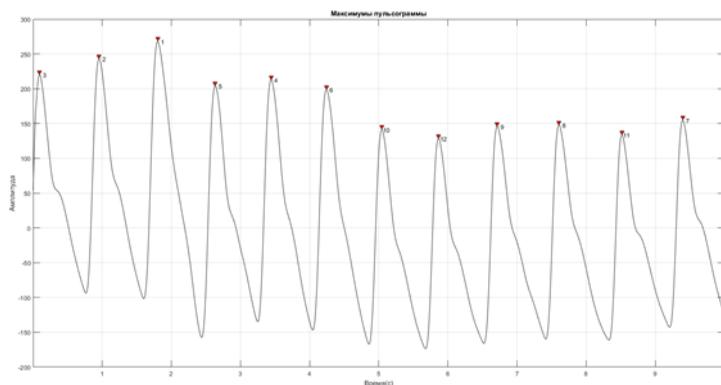


Рис. 3

Применение такой системы позволит осуществить неинвазивный непрерывный мониторинг артериального давления и ВСР в течение длительного периода времени с достаточно высокой точностью, что в дальнейшем, с накоплением большого объема данных, позволит системе диагностировать зарождающиеся отклонения и патологии в работе сердечно-сосудистой системы человека на основе индивидуального анализа пульсовой волны и ВСР.

- [1] Исаева О.Н. Физиологическое обоснование систем телемедицинского донологического индивидуального контроля. – Москва, 2015. С. 14.
- [2] Калакутский Л.И. Измерительные преобразователи показателей сердечного ритма систем контроля состояния человека. – Самара, 2012. Гл. 1. С. 5.

СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЧИСЛЕННОГО И ФИЗИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН НА ДИСКРЕТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЯХ

Р.В. Сомов, И.Ю. Грязнова, Е.Н. Иващенко

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Задача о рассеянии акустических сигналов на дискретных донных неоднородностях связана с изучением и освоением природных богатств Мирового океана. В частности, запасы таких важных источников минерального сырья, как железомарганцевых конкреций (ЖМК), оцениваются в десятки триллионов тонн [1].

Конкреции представляют собой дискретные округлые твёрдые рудные образования, расположенные на донной поверхности. По данным работ [2-4] они залегают на слоях осадочных пород, плохо отражающих звуковые волны. Плотность конкреций и скорость звука в них заметно превышают эти параметры подстилающей подложки, что позволяет использовать обратное рассеяние акустических сигналов в качестве важного инструмента для обнаружения и оценки концентрации ЖМК.

Рассмотрим задачу дистанционного акустического зондирования случайных дискретных неоднородностей, расположенных на плоском слабо отражающем дне. Пусть преобразователь с апертурой d , совмещающий в себе излучатель и приёмник, расположен на высоте h над плоской поверхностью, содержащей дискретные рассеиватели, его диаграмму направленности аппроксимируем гауссовой кривой. В первом приближении предположим, что подстилающая дискретные неоднородности поверхность является звукопрозрачной, а рассеиватели представляют собой абсолютные жесткие шарики одинакового радиуса. Воспользуемся теорией однократного рассеяния, применение которой оправдано в случае относительно небольших размеров частиц и их расположения на достаточно большом расстоянии друг от друга. Будем считать, что каждая частица рассеивает падающую волну так, словно рядом нет других частиц.

Тогда комплексная амплитуда акустического поля, рассеянного одной частицей, запишется в следующем виде:

$$p_l = \frac{|\alpha(ka)|p_0}{R_l^2} e^{2ikR_l} e^{-2\left(\frac{r_l d}{h\lambda}\right)^2}, \quad (1)$$

где $\alpha(ka)$ – коэффициент обратного рассеяния акустической волны на уединённой сфере (a – ее характерный размер, k – волновое число), p_0 – амплитуда излучаемой волны, $R_l = (h^2 + r_l^2)^{1/2}$ – расстояние от l -ой частицы до преобразователя, $r_l = (x_l^2 + y_l^2)^{1/2}$, x_l и y_l – координаты выбранной частицы на плоскости дна.

Выражение для среднего поля, рассеянного совокупностью неоднородностей, можно вычислить следующим образом:

$$\langle p \rangle = |\alpha(ka)|p_0 N \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{2ikR}}{R^2} e^{-2\left(\frac{rd}{h\lambda}\right)^2} W(r) dr \approx \frac{iA_0\alpha(ka)\langle n \rangle \pi}{hk} e^{2ikh}, \quad (2)$$

где $\langle n \rangle$ – средняя поверхностная концентрация дискретных неоднородностей. Здесь усреднение ведется по одноточечной функции распределения $W(r)$, которую при хаотическом, но, в среднем, равномерном расположении неоднородностей по плоскости дна можно считать постоянной.

В дальнейшем будем интересоваться поведением средней интенсивности отраженной волны, поскольку именно её измерения наиболее просты и дают представление о характеристиках исследуемых объектов. Для нахождения средней интенсивности рассеянного в обратном направлении поля в приближении однократного рассеяния воспользуемся соотношением для полей, рассеянных l -й и m -й частицами, находящимися в дальней зоне преобразователя:

$$\langle I \rangle = \langle p_l p_m^* \rangle = \left(\frac{|\alpha(ka)p_0|}{h^2} \right)^2 \times \left\langle \sum_{l=1, m=1}^N \exp \left\{ -\frac{x_l^2 + y_l^2}{h^2} \left(2 \left(\frac{d}{\lambda} \right)^2 - ikh \right) - \frac{x_m^2 + y_m^2}{h^2} \left(2 \left(\frac{d}{\lambda} \right)^2 + ikh \right) \right\} \right\rangle \quad (3)$$

В первом приближении рассмотрим случай хаотического расположения неоднородностей на дне, тогда бинарную функцию распределения можно будет приравнять произведению одноточечных функций распределения:

$$W(\mathbf{r}_l, \mathbf{r}_m) = W(\mathbf{r}_l)W(\mathbf{r}_m) \quad (4)$$

Представим выражение (3) в виде суммы двух слагаемых (при $l = m$ и $l \neq m$), перейдем от суммирования к интегрированию:

$$\langle I \rangle = \left(\frac{|\alpha(ka)p_0|}{h^2} \right)^2 \left(N \int_{-\infty}^{+\infty} W(\mathbf{r}_l) e^{-4 \left(\frac{r_l d}{h\lambda} \right)^2} d\mathbf{r}_l + (N^2 - N) \times \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} W(\mathbf{r}_l, \mathbf{r}_m) \exp \left\{ -\left(\frac{r_l}{h} \right)^2 \left(2 \left(\frac{d}{\lambda} \right)^2 - ikh \right) - \left(\frac{r_m}{h} \right)^2 \left(2 \left(\frac{d}{\lambda} \right)^2 + ikh \right) \right\} d\mathbf{r}_l d\mathbf{r}_m \right) \quad (5)$$

В итоге выражение для средней интенсивности отраженного от совокупности дискретных неоднородностей сигнала будет являться суммой когерентной и независимой компонент. Независимая (или некогерентная) составляющая представляет из себя сумму интенсивностей сигналов, приходящих от отдельных рассеивателей, вклад ее пропорционален числу рассеивателей. Когерентная же компонента суммирует поля с учетом их фаз, она будет доминировать при больших концентрациях рассеивателей. При этом должен наблюдаться монотонный рост средней интенсивности рассеянного сигнала с увеличением средней концентрации неоднородностей.

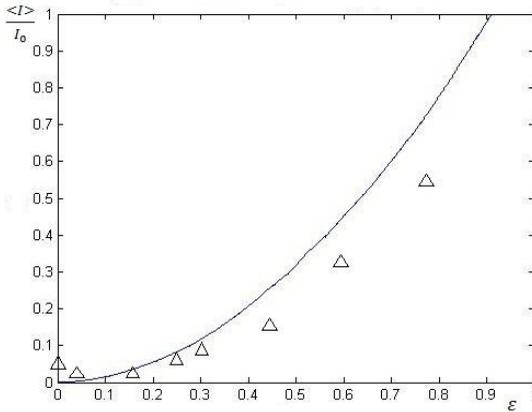


Рис. 1

На рис. 1 сплошной линией изображен график средней интенсивности, рассчитанный численным методом, в зависимости от коэффициента упаковки частиц (относительной площади дна, занятой рассеивателями), а точками отмечены значения средней интенсивности, полученные ранее с помощью физического моделирования [5]. Некоторое расхождение с данными эксперимента обусловлено тем, что в реальных условиях подложка не являлась звукопрозрачной, и возникала интерференция сигналов, отраженного от дна и рассеянного на дискретных неоднородностях.

Учтем влияние статистики пространственного расположения рассеивающих частиц. Для этого введем в двухточечную функцию распределения функцию $\mu(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$, которая зависит от расстояния между частицами:

$$W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = W(\mathbf{r}_1)W(\mathbf{r}_2)(\mu(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) + 1). \quad (6)$$

Для отображения взаимного расположения рассеивателей используется модель, описывающая группировку неоднородностей в скоплении размером ρ_0 и расстояниях между этими группами также порядка ρ_0 [5]:

$$\mu(\rho) = \mu_0 e^{-\frac{\rho^2}{\rho_0^2}} \left(1 - \frac{\rho^2}{\rho_0^2} \right), \quad (7)$$

где μ_0 – параметр, характеризующий концентрацию частиц внутри скоплений.

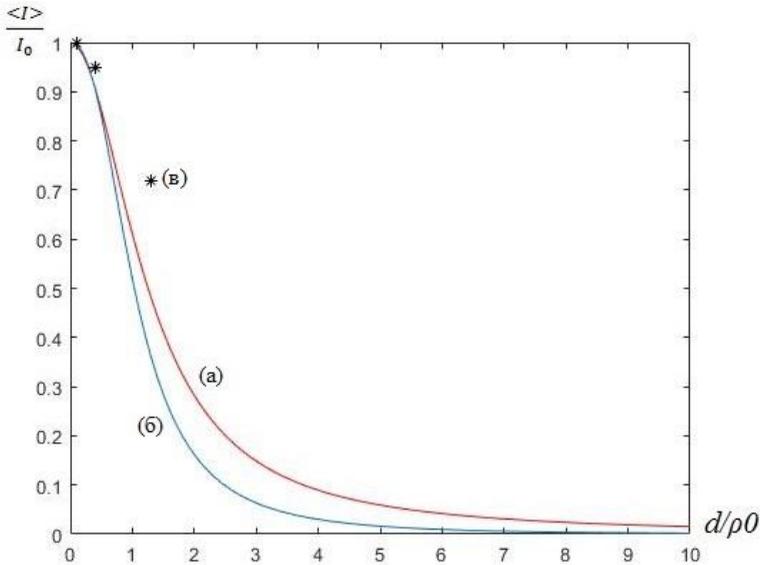


Рис. 2

На рис. 2 показано сравнение численной (а), аналитической (б) и экспериментальной (в) зависимостей средней интенсивности обратного рассеяния на дискретных неоднородностях одинаковой концентрации от безразмерного параметра d/ρ_0 . Этот параметр можно определить, как отношение диаграмм направленности переизлученного от области с характерным размером ρ_0 и зондирующего сигналов.

Таким образом, при одинаковой концентрации, но разных масштабах корреляции средняя интенсивность обратно рассеянного сигнала может отличаться в несколько раз, что затрудняет решение обратной задачи, то есть определение концентрации неоднородностей по акустическим измерениям.

Работа выполнена в рамках базовой части госзадания №3.5672.2017/ 8.9.

- [1] Morgan C.L. Resource estimates of the Clarion-Clipperton manganese nodule deposits / In book "Handbook of marine mineral deposits" Edd. By Cronan, D.S. 2000. 406 p.
- [2] Ma Y., Magnuson A.H. // Proceedings of the Offshore technology conference. 1981. P. 147.
- [3] De Moustier Ch. // Geophysics. 1985. Vol. 50, No. 2-3. P. 265.
- [4] Бунчук А.В. // Акустический журнал. 1995. Т. 41, № 2. С.194.
- [5] Горская Н.В., Грязнова И.Ю., Гурбатов С.Н., Николаев Г.Н. // Акуст. журн., 1990. Т. 36, № 3. С. 410.
- [6] Грязнова И.Ю., Гурбатов С.Н., Ивашенко Е.Н. // Акустический журнал. 2016.Т. 62, № 2 С. 203.

ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ СДВИГОВОЙ ВОЛНЫ В АНИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ (СКЕЛЕТНАЯ МЫШЦА)

А.Е. Спивак, Д.Д. Шнейдман, И.Ю. Демин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Одним из наиболее информативных методов ультразвуковой диагностики на сегодняшний день является эластография на сдвиговых волнах (метод SWEI Shear Wave Elasticity Imaging), которая по измерениям скоростей этих волн позволяет оценить упругие свойства мягких биологических тканей, а именно модули сдвига и Юнга [1]. Существует множество экспертных ультразвуковых систем, в которых реализуется данный метод. Каждая из них, в зависимости от производителя, по-своему отображает данные о свойствах среды. К примеру, Siemens Acuson выводит информацию о скорости сдвиговой волны, а новейший УЗ-томограф Supersonic Aixplorer может выводить как скорость сдвиговой волны, так и модуль Юнга. Для медицинского приложения этой информации более чем достаточно, однако её не хватает для более точного исследования свойств среды. Так, значительную проблему представляет исследование тканей с выраженной анизотропией, например, скелетных мышц. В таких исследованиях методы экспертных систем оказываются мало полезны, так как применяемые в них алгоритмы основаны на усреднении полученных результатов измерений, что недопустимо при анизотропии ткани.

Устраняющий вышеупомянутые проблемы метод был реализован на системе Verasonics с открытой архитектурой, которая представляет собой универсальный ультразвуковой диагностический прибор, предназначенный для макетирования и отладки различных алгоритмов медицинской акустики (рис. 1). Были использованы возможности данной системы для обработки данных не в реальном времени, которые позволили извлекать необходимые данные из разных точек среды.



Рис. 1

Для измерения скорости сдвиговых волн применялась классическая схема SWEI [2]. Сдвиговая волна возбуждается мощной сфокусированной волной в толще образца. Для этого в среду направляется радиоимпульс обычной (продольной) ультразвуковой волны. Длительность импульса выбирается порядка 100 мкс. Смещение среды определяется ультразвуковым методом. Для этого до сфокусированного импульса подается короткий несфокусированный опорный изображающий импульс. После толкающего импульса в среду подается последовательность изображающих импульсов, идентичных опорному. С помощью вычисления корреляции данных импульсов с опорным регистрируется смещение среды $\xi(x, t)$ как функция времени t на различных расстояниях x от точки фокуса толкающего импульса. Поскольку изображающие импульсы не сфокусированы, данные, полученные от них, позволяют построить смещение во всех точках среды.

На каждом графике реализации смещения $\zeta(x,t)$ имеется максимум, соответствующий фронту сдвиговой волны. Из графиков можно определить время прихода фронта в определенную точку и посчитать скорость волны.

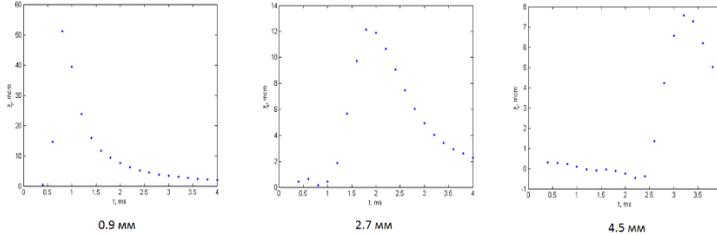


Рис. 2

Для автоматизации постобработки данных, полученных во время исследования с помощью акустической системы Vegasonics был реализован интерфейс на языке MATLAB. Ставились следующие задачи: расчет скорости сдвиговой волны и модуля Юнга по собранным данным с возможностью выбора направления распространения волны, в котором будет вестись подсчет; возможность отбраковки экспериментов, в которых сдвиговая волна не сформировалась должным образом; вывод графически фронта волны на глубине уровня фокуса сторон от него; визуализация сдвиговой волны в заданном секторе с момента возбуждения до её полного затухания.

Оценивалась форма импульса: для получения скорости выбирались графики смещения, имеющие четкий максимум, остальные отбрасывались. Для этого был реализован алгоритм, оценивающий характер спада смещения от времени. Также измерение отбрасывалось, если максимальное смещение было меньше 1 мкм. По собранным данным автоматически рассчитывались скорость сдвиговой волны и модуль Юнга. Применяемые методы позволили получать в ходе эксперимента информацию, недоступную для получения методами экспертных систем, такую как скорость сдвиговых волн по разным направлениям и данные о затухании сдвиговой волны.

Для визуализации сдвиговой волны был выбран сектор наблюдаемого среза, размерами 1 x 1 см. Данный размер обусловлен расстоянием, на котором сдвиговая волна практически полностью затухает (смещение частичек среды составляет меньше 1 мкм), и приемлемым объемом данных для обработки. Данная визуализация позволяет оценочно измерить скорость распространения сдвиговой волны в среде, отмерив расстояние, которая она прошла, и поделив на время (рис.4).

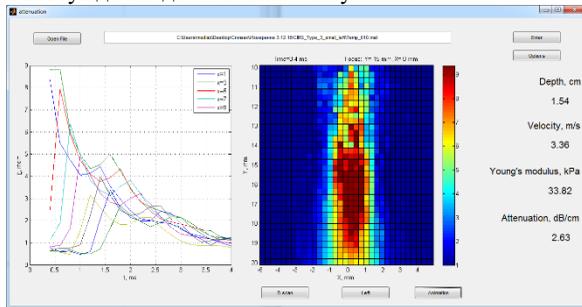


Рис. 3

Однако данный метод расчета неточен, поэтому основное применение данной части интерфейса – визуальное наблюдение за сдвиговой волной для более точного понимания её поведения в среде.

С помощью представленных в работе методов и программных средств на акустической системе Verasonics был проведен ряд экспериментов, измерены скорости сдвиговых волн и упругие характеристики полимерных и желатиновых фантомов, а также реальные мышечные ткани. Приведем пример для скелетных мышц, где в качестве объекта исследования была выбрана поперечно-полосатая мышечная ткань говядины в области толстого края. На рис.5 представлены значения модуля Юнга ткани говядины при разных натяжениях волокон. Измерения были проведены вдоль и поперек мышечных волокон.

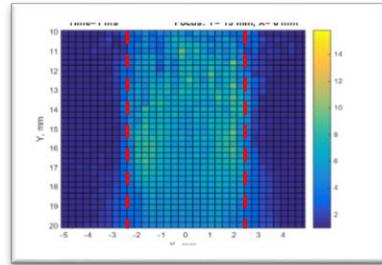


Рис. 4

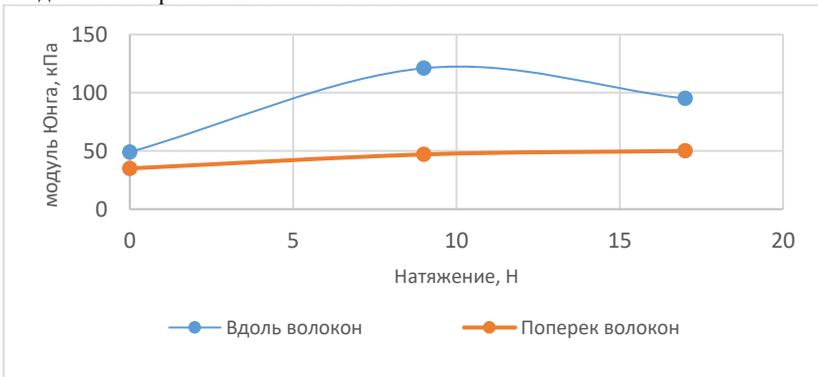


Рис. 5

Из приведенных выше результатов хорошо видно, что значения модуля Юнга в скелетной мышце (ткань говядины), при измерении вдоль и поперёк волокон, отличаются.

Исследование выполнено при финансовой поддержке грантов РФФИ № 15-42-02586а и № 16-02-00719а.

- [1] Руденко О.В., Сафонов Д.В., Рыхтик П.И., Гурбатов С.Н., Романов С.В. // Радиология – практика. 2014. № 4 (46). С. 62.
 [2] Khalitov R.Sh., Gurbatov S.N., Demin I.Yu. // Phys. Wave Phenom. 2016. Vol. 24, № 1. P. 73.

О РАСПРОСТРАНЕНИИ КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ В АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ ПЕРЕМЕННОЙ ГЛУБИНЫ

А.Е. Бычков, В.В. Курин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

При излучении звука в волноводе возбуждается, обычно, сразу несколько нормальных волн. Если возбуждался импульсный сигнал, то в точке приема, он представляет собой суперпозицию модовых импульсов.

Цель нашей работы – рассмотреть задачу о распространении короткого импульса в волноводе переменной глубины $H(r)$ с идеально отражающими границами. Получить его форму и длительность в области критических толщин, мод соответствующего номера.

Расстояние межмодового разделения имеет простой и наглядный смысл. В процессе распространения происходит с одной стороны, «разбегание», импульсов по отдельным модам, связанное с межмодовой дисперсией, а с другой – уширение импульса на каждой моде из-за влияния внутримодовой частотной дисперсии [1].

Для отчетливого временного разрешения двух сигналов, последовательно приходящих в точку приема и соответствующих двум разным модам волновода, необходимо, чтобы выполнялось соотношение:

$$r/v_{gr}(n+1, \omega + \Delta\omega) - r/v_{gr}(n, \omega - \Delta\omega) \geq \tau,$$

где $v_{gr}(n+1, \omega - \Delta\omega)$ – групповая скорость прихода переднего фронта $(n+1)$ -го модового импульса, $v_{gr}(n, \omega - \Delta\omega)$ – групповая скорость прихода заднего фронта n -го модового импульса, τ – длительность излученного импульса, r – расстояние, на котором разделяются моды. Также необходимо выполнение условия:

$$\tau \geq 2\pi/\omega,$$

т.е. длительность импульса должна быть больше периода заполнения $T = 2\pi/\omega$, где ω частота заполнения импульса.

Найдя групповые скорости n и $n+1$ моды и подставив их выражение групповой скорости мод в критерий разрешимости, получаем выражение:

$$r = \frac{c\tau}{\left(1 - \frac{n^2 \pi^2 c^2}{H^2 \left(\omega + \frac{2\pi}{\tau}\right)^2}\right)^{\frac{1}{2}} - \left(1 - \frac{(n-1)^2 \pi^2 c^2}{H^2 \left(\omega - \frac{2\pi}{\tau}\right)^2}\right)^{\frac{1}{2}}} \quad (1)$$

где n – номер большей моды.

Оптимальное расстояние разрешения отдельных мод определяется по минимуму функции (1).

Рассмотрим более подробно картину лучей в клине, при взгляде на него сверху. Пусть в клине расположен точечный источник. При небольшом угле наклона поле вблизи источника будет весьма близко к тому, каким оно было в плоском слое глубиной H . При наблюдении сверху, поскольку фазовая скорость нормальной волны изменяется с глубиной, фронт нормальной волны порядка n будет отклоняться от окружности.

Введем систему координат, показанную на (рис. 1). Глубина места является в клине функцией от координаты: $H(y) = H_0 + y \operatorname{tg} \alpha$, где H_0 – глубина волновода в месте расположения источника, а α – угол при вершине клина.

Пределы изменения глубин, в которых имеет смысл данное рассмотрение, ограничены действительными значениями этой функции. Сведя задачу к схеме рефракции в слое с переменной скоростью звука, получим уравнения лучей. Они представляют собой семейство гипербол, вершины которых лежат на одной гиперболе (рис.1). За ней находится область тени. Нас будет интересовать луч, наиболее далеко проникающий в сторону мелководья, т.е. направленный по оси y в отрицательную сторону.

Будем рассматривать задачу о распространении импульса в клине постоянного наклона, с абсолютно мягкими границами, угол склона которого α , скорость звука постоянна $c = 1500$ м/с, а расстояние между источником и приемником 300 см. Сигнал представляет собой прямоугольный импульс с длительностью 100 мкс и частотой заполнения 150 кГц.

Решив эту задачу помощью модового метода, найдем зависимость длительности импульса на приемнике (3):

$$\tau = 100 + 21,43 / \operatorname{tg} \alpha \text{ мкс.} \quad (2)$$

В клине по аналогии с плоским слоем можно построить картину распространения лучей из какой-либо выбранной точки в любую другую [2]. Для этого необходимо использовать мнимые изображения граней клина друг в друге. Мнимые источники будут располагаться на окружности с центром в вершине клина. Если выполнено условие $N = 3600/\alpha_0$, а N – целое, то число источников конечно (рис.2). Все источники равномерно располагаются на окружности. При неглубоком расположении излучателя и приемника, лучи разбиваются на четверки с почти равными углами падения, их можно сложить и получится ряд, сходный с полученным для плоского слоя. Воспользовавшись полученным решением, найдем зависимость длительности импульса на приемнике с помощью метода мнимых изображений:

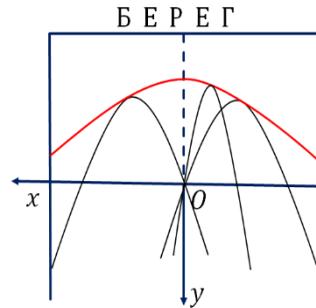


Рис.1

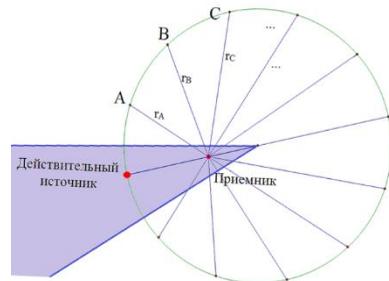


Рис.2

$$\tau = 100 + 20,48 / \operatorname{tg} \alpha \text{ мкс.} \quad (3)$$

Используя данные из решения задачи о распространении прямоугольного импульса в клине $\alpha = 50$, изобразим форму огибающей на приемнике (рис. 3). Если на источнике был прямоугольный импульс в момент начала отсчета, то на приемнике сигнал появится спустя какое-то время (2000 мкс) и импульс будет иметь большую длительность (порядка 300 мкс).

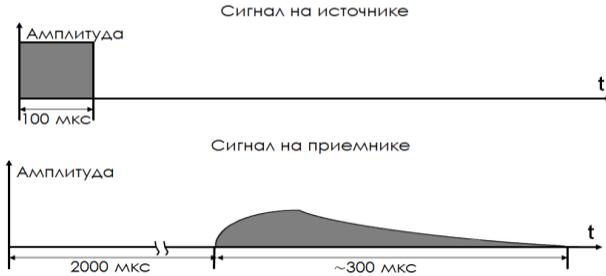


Рис.3

- [1] Гурбатов С.Н, Егорычев С.А., Захаров Д.А., Курин В.В., Кустов Л. М., Прончатов-Рубцов Н. В. // В кн.: Методы акустической диагностики неоднородных сред. / Ред. В.А. Зверев. – Н. Новгород: Изд-во ИПФ РАН, 2002. С. 85.
- [2] Кузнецов В.К. Метод мнимых источников в гидроакустической задаче описания высокочастотных звуковых полей в клине // Акустический журнал 1972. С. 270.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЧАСТОТНЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ ПОГЛОЩЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКА В РАСТВОРАХ АЛЬБУМИНА АКУСТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

А.В. Смирнов, А.В. Клемина

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Целью исследования явилось изучение частотной зависимости акустических параметров в растворах бычьего альбумина. Бычий сывороточный альбумин – это глобулярный белок плазмы крови, растворимый в воде и солевых растворах. Молекулярная масса 69 кДа. Концентрация в сыворотке крови в норме 40-50 г/л. По строению молекула нативного белка близка к эллипсоиду вращения и напоминает молекулярный кристалл со строгой конформационной структурой полипептидной спирали (цепи). Следует отметить, что в структуре кристаллического белка существенную роль играют молекулы воды. Размеры молекулы альбумина оценочно 5 нм.

Альбумин вносит основной вклад во внутрисосудистое давление, регулирует вместе с другими белками плазмы рН крови. Альбумин относится к транспортным белкам. Это молекула-переносчик биологически важных веществ. Благодаря большому числу молекул и их мелкому размеру, он транспортирует эндогенные физиологически активные вещества (гормоны, витамины, жирные кислоты, лекарственные препараты).



Рис. 1

Все исследования проводились на акустическом анализаторе «БИОМ» (рис. 1). Работа прибора основывается на методе интерферометра фиксированной длины. Он имеет 2 независимых канала, каждый канал включает в себя блок акустических термостатируемых ячеек, работающих при 2 различных температурах.

Каждая ячейка состоит из двух пьезопреобразователей из ниобата лития диаметром 9 мм, жестко прижатых к параллельным плоскостям в едином (общем) металлическом корпусе из титана, расстояние между плоскостями – $L = 5$ мм (рис. 2). Основная гармоника пьезопреобразователей около 9 МГц. Проба помещается дозатором в ячейку и полностью заполняет ее внутреннюю камеру. В ячейках происходит частотное и температурное сканирование исследуемого образца. Полученная информация передается в ПК, обрабатывается с помощью специального программного обеспечения.

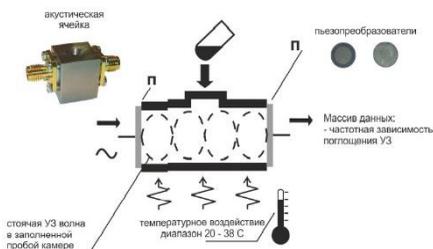


Рис. 2

Столбик исследуемой жидкости, находящейся в цилиндрической полости между двумя кристаллами является механическим резонатором, собственные частоты которого связаны со скоростью и поглощением ультразвука в исследуемой среде.

В ходе эксперимента были проведены исследования растворов бычьего альбумина, частотные зависимости поглощения в данных растворах. В таблице представлены данные эксперимента для конкретного измерения:

Табл.

$f_{H_2O}, \text{Гц}$	$\Delta f_{H_2O}, \text{Гц}$	$f_{alb}, \text{Гц}$	$\Delta f_{alb}, \text{Гц}$	S
3027201	3100	3051182	3830	7,922
3152737	3050	3177514	4010	7,859
3657031	3190	3685953	4010	7,909
3782673	3110	3812649	4230	7,925
7700012	1480	7760466	2640	7,851
7825473	1610	7886868	2790	7,846
11244557	1530	11333353	3340	7,897
11370193	1560	11460189	3340	7,915
11747554	1670	11840318	3570	7,896
11873364	1580	11967253	3630	7,908

В таблице f_{H_2O}, f_{alb} – центральная частота пика в воде и альбумине соответственно, $\Delta f_{H_2O}, \Delta f_{alb}$ – ширина пиков, S – относительная скорость ультразвука.

Были вычислены значения параметра, характеризующего поглощение на длину волны – V . Эта зависимость от частоты представлена в виде графика (рис. 3).

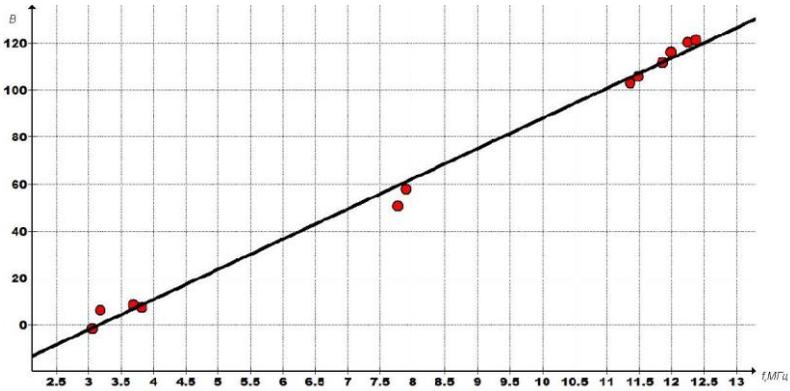


Рис. 3

Полученные результаты показывают, что относительное поглощение ультразвука растет при увеличении частоты. Эта зависимость характеризует целый спектр релаксационных колебаний, который присущ для сывороточного альбумина.

Полученные нами результаты соответствуют данным исследований в Иллинойском университете, проведенных Кесслером и Данном в биоакустической лаборатории [1].

По полученным данным сделана оценка ошибок измерений. Сюда входят как ошибки прямых, так и косвенных измерений. В режиме вода относительная ошибка по резонансным частотам составляет 0,001 %. Относительная ошибка по ширине резонансных пиков составляет 2,4 %. В режиме образец относительная ошибка по резонансным частотам составляет 0,015 %. Относительная ошибка по ширине резонансных пиков составляет 2,9 %.

[1] Kessler, Dann. Ultrasonic spectroscopy in bovine serum albumin solutions // J. Acoust. Soc. Am. Vol. 87 (2), February 1990. P. 874.

О ВЛИЯНИИ ДВУКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ НА ДИСКРЕТНЫХ СЛУЧАЙНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЯХ, РАСПОЛОЖЕННЫХ НА ПЛОСКОСТИ, НА СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОБРАТНО РАССЕЯННЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН

И.Ю. Грязнова, М.С. Муравьев

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Неоднородности реальных сред влияют на характеристики волн, распространяющихся в этих средах, и возникающие при этом явления чрезвычайно разнообразны. Мерцание звезд и флуктуации радиоизлучения от внеземных источников, замирание радиоволн и рассеяние звука в море – это лишь немногие примеры наблюдаемых эффектов. На теории рассеяния строятся принципы акустического зондирования, позволяющего изучать мелкомасштабную структуру морской среды и ее пространственно-временную изменчивость, связанную с проявлением внутренних волн, наличием пучырьков, твердых взвесей, а также планктона и других биологических объектов [1].

Одна из возможностей учета рассеяния волн основана на приближенном суммировании рядов теории возмущений. В этом случае ряд возмущений будет представлять собой разложение рассеянного поля по кратности рассеяния, где двукратно рассеянное поле порождено уже не первичным, а однократно рассеянным полем. Двукратно рассеянное поле в свою очередь возбуждает трехкратно рассеянные волны и так далее.

В приближении однократного рассеяния (так называемое борновское приближение) можно ограничиться первым членом разложения. Рамки применимости теории однократного рассеяния заключаются в малости рассеянного поля и многократным рассеянием можно пренебречь.

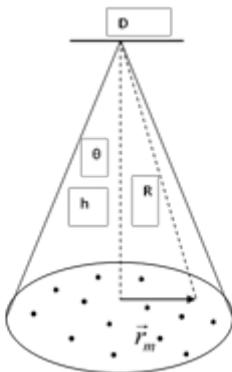


Рис.1

положены дискретные неоднородности (рис.1).

Акустическое поле, рассеянное i -ой неоднородностью запишем в виде:

Таким образом, в приближении однократного рассеяния задача о распространении волн в случайно-неоднородных средах сводится к задачам о возбуждении полей заданными случайными источниками.

При нарушении условий применимости однократного рассеяния необходимо строить теорию с учетом многократного рассеяния волн. Так как если немало двукратно рассеяние, то не малы и остальные члены ряда [1].

Рассмотрим систему, в которой источник и приемник находятся в одной точке на высоте h над поверхностью дна, на котором хаотическим образом распо-

$$p_i = \frac{|\alpha(ka)|p_0}{R_i^2} e^{2ikR_i} D^2(\theta_i)$$

где $\alpha(ka)$ – коэффициент обратного рассеяния акустической волны на уединенной частице; a – характерный размер; k – волновое число; p_0 – амплитуда излучаемой волны; $R_i = \sqrt{h^2 + r_i^2}$ – расстояние от i -го рассеивателя до преобразователя. Диаграмма направленности преобразователя в зоне Фраунгофера аппроксимируется гауссовой

кривой
$$D(\theta) = \exp\left\{-\frac{\theta^2}{\theta_0^2}\right\}$$

Суммарное поле, рассеянное в обратном направлении N неоднородностями [2]:

$$p = |\alpha(ka)|p_0 \sum_{i=1}^N \frac{1}{h^2 + r_i^2} \exp\left\{-2\left(\frac{r_i d}{h\lambda}\right)^2 + 2ik\sqrt{h^2 + r_i^2}\right\}$$

Для того, чтобы выяснить, в каком случае можем пренебречь многократным рассеянием и ограничиться однократным, рассмотрим рассеяние на уединённой сфере радиуса a , облучаемой гармонической волной от источника, помещенного на бесконечности (рис.2).

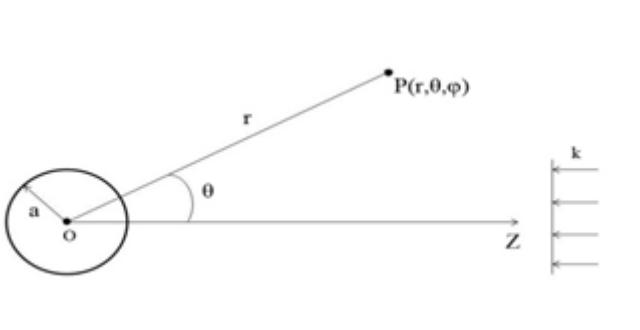


Рис. 2

Полагая, что сфера является абсолютно жесткой, а ее радиус по порядку величины совпадает с длиной волны, несложно получить, что энергия обратного рассеяния в 25 раз больше, чем рассеянная энергия в направлении падающей волны.

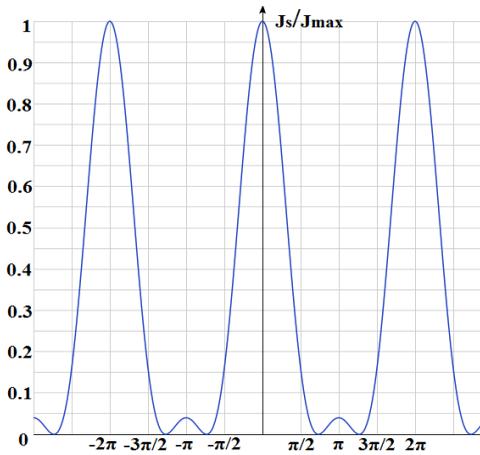


Рис. 3

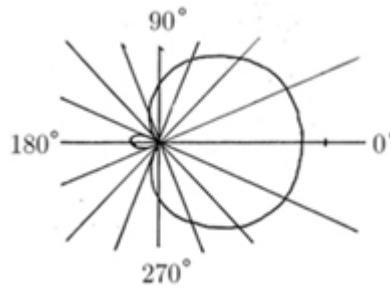


Рис. 4

В направлениях, перпендикулярных направлению распространения, рассеянная энергия будет в 6.25 раз меньше обратного рассеяния и в 4 раза больше, чем в направлении волны (рис. 3, рис.4.)

Таким образом, для длинноволновых зондирующих сигналов, а также для $ka = 1$, в случае расположения дискретных случайных неоднородностей на плоскости для оценки обратного рассеянного акустического поля возможно использовать теорию однократного рассеяния, поскольку двукратное рассеяние, а, следовательно, и все остальные члены борновского разложения пренебрежимо малы.

Работа выполнена в рамках базовой части государственного задания (проект 3.5672.2017/8.9).

- [1] Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Т. 2. Случайные поля. – Москва: Наука, 1978. 463 с.
- [2] Грязнова И.Ю., С.Н. Гурбатов С.Н., Иващенко Е.Н. // Акуст. журн. 2016. Т. 62, № 2 С. 203.
- [3] Скучик Е. Основы акустики. Т. 2. – Москва: Мир, 1976. 542 с.

О ПРИБЛИЖЕННОМ ОПИСАНИИ ЗАТУХАНИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН

А.В. Тюрина, С.Н. Гурбатов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Распространение плоских интенсивных акустических волн в недиспергирующей среде описывается уравнением Бюргера:

$$\frac{\partial V}{\partial z} - V \frac{\partial V}{\partial t} = \Gamma \frac{\partial^2 V}{\partial t^2}, \quad (1)$$

где $V(z, t)$, z и t – безразмерные скорость, координата и время, Γ – обратное число Рейнольдса (число Гольдберга). Данное уравнение встречается при моделировании динамики вязкой среды, описании эволюции случайных интенсивных акустических волн и других физических задач [1,2].

Это уравнение замечательно тем, что при подстановке Коула-Хопфа:

$$V = 2\Gamma \frac{\partial}{\partial t} \ln w \quad (2)$$

оно переходит в линейное уравнение теплопроводности. При начальном условии $V(0, t) = V_0(t)$ известно точное решение уравнения Бюргера и энергия с учетом общего решения уравнения теплопроводности:

$$V(z, t) = 2\Gamma \frac{\partial}{\partial t} \ln \left[\frac{1}{\sqrt{4\pi\Gamma z}} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left\{ -\frac{(t-\xi)^2}{4\Gamma z} + \frac{1}{2\Gamma} \int_0^\xi V_0(\tau) d\tau \right\} d\xi \right] \quad (3)$$

$$E(z) = \frac{1}{T} \int_0^T V^2(z, t) dt \quad (4)$$

Однако точное решение неудобно для рассмотрения статистических задач, как при аналитическом рассмотрении, так и при численном моделировании, когда нужно проводить усреднение по большому количеству реализаций, поэтому **цель данной работы** – тестирование приближенных методов решения, играющих важную роль при рассмотрении статистических задач [3], [4].

Перейдем к описанию эволюции волн на спектральном языке. Спектр простой волны произвольной формы $V = V_0(t + zV)$ задается так:

$$C(w, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} V(z, t) e^{-iwt} dt = F[V] \quad (5)$$

$$V(z, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} C(w, z) e^{iwt} dw = F^{-1}[C] \quad (6)$$

Если задать некоторый начальный профиль, то выражение для спектра имеет вид:

$$C(w, z) = \frac{i}{2\pi w z} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-iw\tau} (e^{iwzV_0(\tau)} - 1) d\tau, \quad (7)$$

а уравнение Бюргера в спектральной форме можно записать:

$$\frac{\partial C(w, z)}{\partial z} - \frac{1}{2} iw F[(F^{-1}[C(w, z)])^2] = -\Gamma w^2 C(w, z) \quad (8)$$

В данной работе остановимся на изучении поведения гармонической волны и рассмотрим, в каких пределах точное описание может быть заменено приближенными методами.

Решение уравнения Бюргера при нулевой и исчезающе малой вязкости

Уравнение Бюргера при $\Gamma \rightarrow 0$ переходит в уравнение Римана, описывающее разрывные течения или течения с ударными волнами:

$$\frac{\partial V}{\partial z} - V \frac{\partial V}{\partial t} = 0 \quad (9)$$

Применяя метод характеристик, получаем решение в параметрическом виде:

$$\begin{cases} V(z, t) = V_0(\tau) \\ T = \tau - V_0(\tau) \cdot z \end{cases} \quad (10)$$

Для нахождения момента образования разрыва необходимо решить нелинейное уравнение: $0 = \tau^* - \sin(\tau^*)z$. Тогда энергия волны с учетом перехода к лагранжевым координатам:

$$E(z) = \frac{1}{\pi} \int_{\tau^*}^{\pi} \sin^2(\tau) \frac{dT}{d\tau} d\tau = \frac{1}{\pi} \left(\frac{\pi - \tau^*}{2} + \frac{\sin 2\tau^*}{4} + \frac{z}{3} \sin^3 \tau^* \right) \quad (11)$$

Рассмотрим этот же процесс на спектральном языке, используя прямое и обратное преобразования Фурье. Для начального синусоидального профиля можно искать решение в виде разложения в ряд Фурье, тогда получим решение Бесселя-Фубини, которое является частным случаем формул (6), (7):

$$V(z, t) = \sum_1^{\infty} \frac{2}{nz} J_n(nz) \sin(nt), E(z) = \overline{V^2} = \sum_1^{\infty} \frac{2}{(nz)^2} J_n^2(nz) \quad (12)$$

До образования разрыва решение Б-Ф является точным и полностью совпадает с параметрическим. После решение Б-Ф, полученное переходом к Фурье-представлению многозначного решения Римана в области неоднозначности представляет сумму ветвей многопоточкового решения Римана [3,5].

На рис. 1 синим цветом обозначен начальный профиль скорости, зеленым – параметрическое, красным – решение Б-Ф (оба при $z = 2$). Видны заострения вследствие недифференцируемости поля скорости на границах интервалов многопоточности. Наблюдается эффект искусственного затухания, хотя формально $\Gamma = 0$.

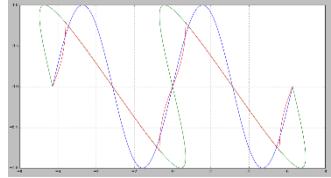


Рис. 1

Наличие разрыва связано с идеализацией среды, после его образования описание с помощью простых волн неприменимо, и необходимо учитывать дисперсию или диссипативные эффекты.

Что касается энергии (рис. 2), то до образования разрыва она постоянна. Далее энергия монотонно убывает до нуля, причем решение Бесселя-Фубини убывает быстрее (зеленый цвет), чем энергия параметрического решения (синий).

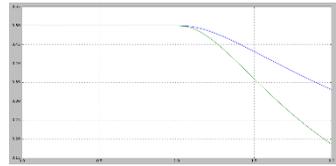


Рис. 2

Затухание при конечной вязкости

Как было сказано выше, существует точное решение уравнение Бюргера, которое в случае синусоидального начального профиля скорости выглядит так:

$$V(z, t) = 2\Gamma \frac{\partial}{\partial t} \ln \left[\frac{1}{\sqrt{4\pi\Gamma z}} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left\{ -\frac{(t-\xi)^2}{4\Gamma z} - \frac{1}{2\Gamma} (\cos \xi - 1) \right\} d\xi \right] \quad (13)$$

Точное решение сравним с решением, предложенным О.В. Руденко, представляющим собой ряд Бесселя-Фубини, дополненный затуханием [4]:

$$V(z, t) = \sum_1^{\infty} \frac{2}{nz} J_n(nz \cdot e^{-\Gamma z}) \sin(nt), E(z) = \sum_1^{\infty} \frac{2}{(nz)^2} J_n^2(nz \cdot e^{-\Gamma z}) \quad (14)$$

На рис. 3 представлены профили скорости после образования разрыва при $z = 2$ и $\Gamma = 0.1$. Синим цветом обозначен начальный профиль скорости, зеленым – точное, красным – решение Бесселя-Фубини. Как и в случае нулевой вязкости, решения ведут себя по-разному после образования разрыва (до образования по-прежнему совпадают).

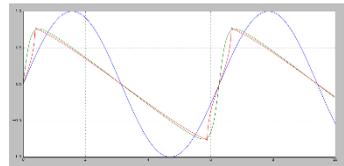


Рис. 3

Сравним энергии при двух значениях Γ (рис. 4): $\Gamma = 0.05$ и $\Gamma = 0.1$. Синим цветом обозначено точное, зеленым – приближенное. С увеличением Γ граница режима нелинейного затухания сдвигается вправо, а сами графики совпадают лучше.

Наконец, рассмотрим поведение гармоник. Для примера возьмем первую (рис. 5) и вторую (рис. 6) гармоники при $\Gamma = 0.1$ и $\Gamma = 0.2$. Синим цветом обозначено точное решение, зеленым – модельное. Чем больше Γ , тем лучше совпадают гармоники. Для высших гармоник точное решение затухает значительно быстрее приближенного, графики ведут себя совершенно по-разному.

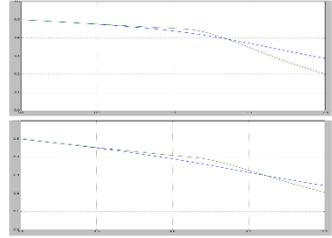


Рис. 4

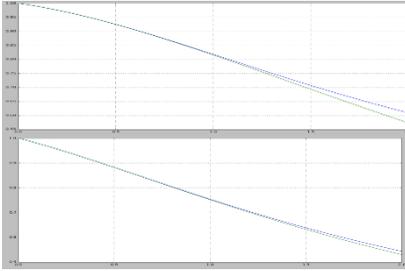


Рис. 5

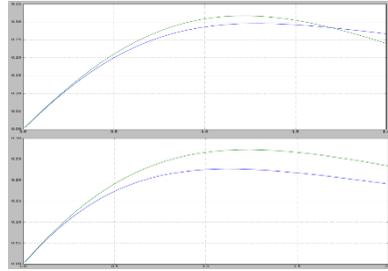


Рис. 6

Вывод: сравнение точных и приближенных методов решения показывает, что приближенные методы хорошо описывают систему до образования разрыва и немного дальше ($z = 1.2-1.5$), а затем наблюдаются их заметные расхождения с точными.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (14-12-00882).

- [1] Rudenko O.V., Soluyan S.I. Theoretical Foundations of Nonlinear Acoustics. New York, Plenum, Consultants Bureau, 1977.
- [2] Gurbatov S.N., Rudenko O.V., Saichev A.I. Waves and Structures in Nonlinear Nondispersive Media: General Theory and Applications to Nonlinear Acoustics. Springer, 2011.
- [3] Gurbatov S.N., Rudenko O.V. Nonlinear decay of random waves described by an integrodifferential equation // PhysRevE. 2014.
- [4] Руденко О.В. Взаимодействия интенсивных шумовых волн // Успехи физических наук. 1986. Т. 149, вып. 3. С. 414.
- [5] Gurbatov S.N., Saichev A.I. Inertial nonlinearity and chaotic motion of particle fluxes. // Chaos. 1993. Vol. 3. P. 333.

Секция «Акустика»

Заседание секции проводилось 18 мая 2017 г.
Председатель – С.Н. Гурбатов, секретарь – И.Ю. Грязнова.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.