Физика

УДК 534.231

doi: 10.31429/vestnik-15-2-74-85

СРАВНИТЕЛЬНАЯ ОЦЕНКА ВКЛАДА ЛУЧЕВЫХ И ВОЛНОВЫХ КОМПОНЕНТ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ИМПУЛЬСНЫХ СИГНАЛОВ В ПОДВОДНОМ ЗВУКОВОМ КАНАЛЕ ЧЕРНОГО МОРЯ

Лисютин В. А., Ластовенко О. Р., Ярошенко А. А.

THE COMPARATIVE EVALUATION OF THE RAY AND WAVE COMPONENTS CONTRIBUTION TO THE IMPULSE SIGNALS PROPAGATION OF THE BLACK SEA UNDERWATER SOUND CHANNEL

V. A. Lisiutin, O. R. Lastovenko, A. A. Yaroshenko

Sevastopol State University, Sevastopol, 299053, Russia
e-mail: vlisiutin@mail.ru

Abstract. The article is devoted to the simulation of signal propagation under conditions of the Black Sea underwater sound channel and comparative analysis of the ray and wave components contribution to a signal replica. To simulate the response to a signal, a method based on the convolution of a signal with an impulse response of a waveguide is used. The calculation of an impulse field in the form of convolution with an impulse response has several advantages: no Fourier transform of the signal is required; the convolution is performed in the time domain; the convolution is cyclic, what allows to simulate responses to continuous signals with a rapidly changing spectrum. The impulse response of the waveguide is restored on the basis of the real recording of the explosive signal. To restore the impulse response, the underwater explosion signal is processed in several stages. The first stage is the processing in the spectral region: "bleaching" the spectrum of the explosion signal from the low-frequency component of a gas bubble pulses. The second stage is the processing of the bleached signal in the time domain: 1) manual filtration of a gas bubble pulses, where they can be separated; 2) noise reduction with variable threshold. Then, to study the dispersion law of the underwater sound channel and to identify ray and wave components of the signal, the responses to the test signals are analyzed. It is shown that for an adequate recovery of the waveguide response only the beam or only the wave approach is not enough. It is concluded that the impulse response of the waveguide is an effective tool for the simulation of a signal propagation. The advantage of a real impulse response is that it naturally includes both ray and wave components.

Keywords: impulse response, underwater sound channel, hydroacoustic waveguide, dispersion distortion, multipath propagation.

Введение

Сверхдальнее распространение звука взрыва в море было открыто (1944 г.) и объяснено М. Ивингом и Дж. Ворцелем и независимо Л.М. Бреховских и Л.Д. Розенбергом (1946 г.). Сущность этого явления, получившего название «подводный звуковой канал (ПЗК)» или "SOFAR", заключается в следующем. Скорость c распространения звука в море зависит от глубины z вследствие изменения температуры, давления и солености. Функция $c(z)$, называемая «профилем скорости звука» (ПСЗ), имеет минимум на некоторой глубине, являющейся осью ПЗК. Акустические волны, излученные ненаправленным источником, расположенным на оси ПЗК, распространяясь вдоль лучевых траекторий, в результате рефракции отклоняются в направлении уменьшения скорости звука $c(z)$ — к оси канала, и, не испытывая отражений от дна и поверхности, могут распространяться на большие расстояния [1].

Лисютин Виктор Александрович, канд. физ.-мат. наук, доцент кафедры физики Севастопольского государственного университета; e-mail: vlisiutin@mail.ru.

Ластовенко Ольга Ростиславовна, канд. физ.-мат. наук, доцент кафедры высшей математики Севастопольского государственного университета; e-mail: vlisiutin@mail.ru.

Ярошенко Александр Александрович, д-р физ.-мат. наук, профессор кафедры высшей математики Севастопольского государственного университета; e-mail: yaroshenko_e_a@mail.ru.

Черное море представляет собой бассейн, в котором присутствует как мелководная, так и глубоководная части. Слабый обмен водами с Мировым океаном, наличие сероводородной зоны, многочисленные источники антропогенных загрязнений выдвигают проблему контроля экологического состояния вод моря на ведущее место. Эффективный способ контроля экологического состояния моря во всем диапазоне глубин основан на применении автономных подводных необитаемых аппаратов (глайдеров), оснащенных различными датчиками.

Развитие морской робототехники инициирует комплексные исследования, направленные на перспективную разработку технических решений для построения навигационных систем автономных подводных аппаратов дальнего радиуса действия [2]. Принцип действия автономной системы навигации в глубоком море может быть основан на определении дистанции по времени вступления акустического сигнала, распространяющегося вдоль оси подводного звукового канала, — лучевое бездисперсионное приближение [2]. В мелком море — по времени вступления нормальных волн, когда известна их групповая скорость — волновое решение. На самом деле реальную ситуацию нельзя отнести ни к одному из этих предельных случаев.

Разработка навигационной системы на этапе исследования и выбора оптимальной схемы требует решения задачи симуляции распространения модулированных сигналов в условиях гидроакустического волновода [3]. Известные и доступные в настоящее время методы моделирования откликов волноводов на импульсные сигналы, например [4], реализуют следующую вычислительную схему: расчет акустического поля в волноводе тем или иным методом (лучевое приближение, метод нормальных волн, метод параболического уравнения) в диапазоне частот спектра сигнала, перемножение поля со спектром сигнала, затем — обратное преобразование Фурье. Существенный недостаток такого подхода заключается в том, что ограниченный набор сигналов алгоритмически встроен в вычислительную программу, что лишает исследователя необходимого ему произвола для проведения разностороннего математического эксперимента. Кроме того, программы расчета акустических полей основаны на идеализированных представлениях о волноводе [4].

В настоящей работе для симуляции распространения сигналов предлагается использовать реальную импульсную характеристику среды, в которой естественно присутствуют и лучевые, и волновые компоненты.

Целью настоящей статьи является анализ импульсной характеристики как инструмента для симуляции распространения сигналов в подводном волноводе. Ставится задача сопоставления возможностей моделирования в рамках или лучевого, или волнового подходов, а также оценка перспектив построения «гибридного» модово-лучевого метода.

1. Постановка задачи

Гидроакустический волновод можно рассматривать как канал связи, представляющий собой пространственно-временной и частотный фильтр с распределенными по трассе параметрами. Отклик линейного канала связи на входной сигнал полностью определяется его импульсной характеристикой (ИХ) $h(t)$. Если она известна, то решение задачи о распространении сигнала сводится к свертке (конволюции) последнего с ИХ. Вычисление импульсного поля в виде свертки с ИХ имеет ряд преимуществ: не требуется преобразование Фурье сигнала; свертка выполняется во временной области, что сохраняет неизменными фазовые соотношения между спектральными составляющими сигнала; свертка циклична, что позволяет моделировать отклики на непрерывные сигналы с быстро меняющимся спектром [5].

Сигнал, формируемый ударной волной подводного взрыва, близок к акустическому дельта-импульсу. Тогда сигнал $p(t)$, приходящий в гидрофон, — это приближение импульсной характеристики канала. В ПЗК сигнал $p(t)$ является суммой отдельных (элементарных) сигналов, каждый из которых распространяется вдоль своей лучевой траектории. Кроме того, подводный взрыв формирует еще и периодический сигнал пульсации газового пузыря (ПГП), который накладывается на сигнал ИХ [6]. Таким образом, для получения ИХ многолучевого канала ее необходимо выделить из сигнала $p(t)$.

Для выделения ИХ из сигнала $p(t)$ предлагается обрабатывать последний следующим образом. Первый этап — обработка в спектральной области: «отбеливание» спектра сигнала $p(t)$ от низкочастотной составляющей импульсов ПГП. Второй этап — обработка

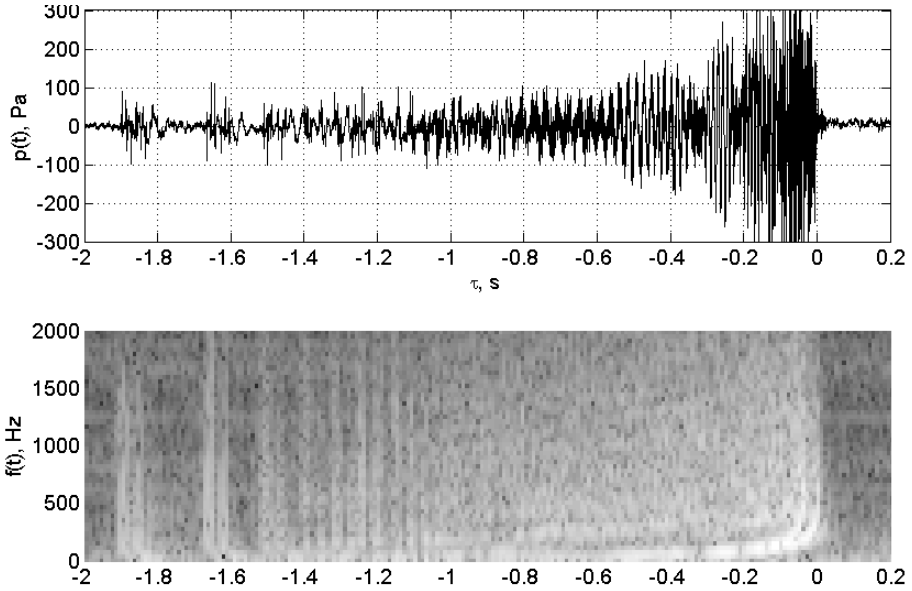


Рис. 1. Реализация и спектрограмма исходного сигнала взрыва

отбеленного сигнала во временной области: 1) ручная фильтрация импульсов ПГП (вырезание), там, где возможно их разделение; 2) шумопонижение с переменным порогом. Затем для исследования закона дисперсии ПЗК и выявления лучевых и волновых компонент сигнала — свертка восстановленной ИХ с тестовыми сигналами.

2. Черноморский ПЗК и частотно-временная структура взрывного сигнала

Подводный звуковой канал в Черном море существенно отличается от океанического. Его ширина на порядок меньше, а ось располагается не в глубинных слоях, а в деятельном слое вод на глубине 30–70 м [7].

ПЗК существует только в летнее-осенний период, вырождаясь зимой в приповерхностный канал. Верхняя граница ПЗК образуется на глубине 20–30 м вследствие увеличения скорости звука в приповерхностном слое за счет роста температуры воды (температурного скачка). Отрицательный градиент скорости звука достигает по абсолютной величине 1,5–2,5 $с^{-1}$. Нижняя часть канала практически не изменяется в течение года, рост скорости звука происходит за счет увеличения гидростатического давления и роста солености глубинных вод. Образование и исчезновение ПЗК в Черном море обусловлено исключительно формированием и трансформацией верхней части ПЗК, следовательно, по причине происхождения ПЗК в Черном море является термическим. Летом, в августе, ось ПЗК расположена на глубинах $z \approx 45 \div 50$ м [8].

Эксперименты по наблюдениям сигналов взрывных источников производились Акустическим институтом им. Андреева длительное время во многих районах Мирового океана, в результате чего была накоплена обширная база данных записей звука подводных взрывов [9].

Источником акустических сигналов являлись детонаторы гидростатического действия, сбрасываемые с одного научно-исследовательского судна (НИС), запись отклика осуществлялась на погружаемые ненаправленные антенны на другом НИС. «Приемное» судно лежало в дрейфе в 180–190 км к юго-западу от Севастополя при глубине моря около 1800 м, «излучающее» судно двигалось к нему из дальней точке трассы. На большей части трассы глубина моря немного превышала 2100 м. Донные отложения вдоль трассы представлены известковым илом и серой глиной. Скорость звука в таких осадках примерно 1600 м/с [8].

Сигнал (Bls-59), реализация и спектрограмма которого показана на рис. 1, — звук взрыва $m = 0{,}4$ кг взрывчатого вещества, произведенного в Черном море в конце августа на глубине 60 м — немного ниже оси

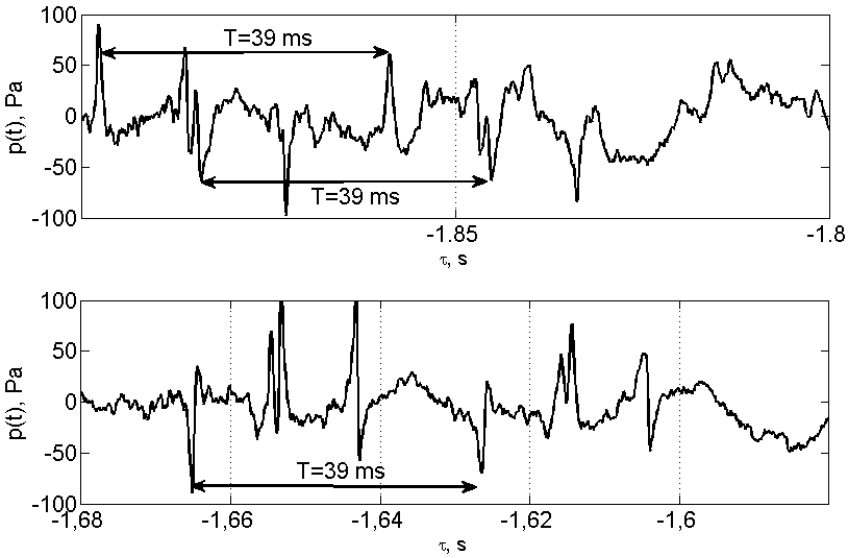


Рис. 2. Две последовательные «четверки» импульсного отклика

ПЗК. Сигнал принят на ненаправленную антенну, опущенную на глубину 60 м, оцифрован 12-разрядным АЦП, частота дискретизации 10 кГц, частота среза анти-элайзингового фильтра низких частот — 2,5 кГц. Расстояние до источника R =197 км [8, 9].

Теория распространения звука в ПЗК основана на лучевом или волновом (модовом) подходах. Лучи — это траектории, вдоль которых вследствие рефракции распространяется акустический сигнал. Наименьшее время пробега будет иметь импульс, распространяющийся вдоль луча (время пробега луча), выходящего под наибольшим углом к оси канала (без касания поверхности или дна — водные лучи) и пересекающего ось наименьшее число раз. Последним приходит импульс, распространяющийся вдоль оси. Интервалы между приходами соседних импульсов с течением времени (возрастанием числа циклов) уменьшаются. Вследствие взаимного перекрытия импульсов и увеличения их плотности постепенно будет наблюдаться рост интенсивности сигнала с резким обрывом в конце, после прихода луча, меньше всего отклоняющегося от оси канала. Еще позднее приходят лишь лучи, идущие с отражениями от дна и имеющие слабую интенсивность [10, 11].

Кратко описанные «лучевые» представления о формирования импульса отклика в ПЗК позволяют проанализировать временную структуру сигнала на рис. 1. Начало отсчета времени здесь (определено по резкому «сбросу» амплитуды сигнала $p(t)$) соответствует моменту вступления сигнала по горизонтальному лучу — $t_0 = 0 = R/c_0$, c_0 — скорость звука на оси канала, типичное значение для Черного моря в августе — 1460 м/с. Тогда «отрицательное» время будет опережением τ вступления предыдущего канального импульса относительно последнего. Абсолютное время вступления последнего импульса $t_0 = 135$ с после взрыва.

Когда излучатель и приемник находятся на одинаковой глубине, имеются два луча, состоящие из одинакового числа полных циклов и пересекающие ось ПЗК под равными (снизу-вверх и сверху-вниз) углами. Эти лучи имеют немного разное время прихода, если глубины источника и приемника отличаются. Кроме того, есть еще два луча с наибольшим углом наклона с осью канала, для которых время прохождения пути минимально, но различно, вследствие несимметрии профиля скорости звука или отклонения источника и приемника относительно оси канала. Сигналы, распространяющиеся вдоль этих лучей, формируют импульсные отклики, называемые «четверками». Первая, вторая и третья группы «четверок», отличающиеся числом циклов луча, отчетливо разделяются на панораме реализации сигнала $p(t)$. Две последовательные «четверки» показаны также на двух увеличенных фрагментах сигнала (рис. 2).

Первая четверка сформирована импульсом ударной волны, вторая и слабо выраженная третья — импульсами ПГП. Разность времен вступления соответствующих импульсов

в четверках дает период ПГП — Т = 39 мс. Известна [12] эмпирическая формула, связывающая массу заряда ВВ m (кг) и глубину подрыва заряда h (м),

$$T = K\frac{m^{1/3}}{(h+10)^{5/6}},$$

где K – коэффициент, зависящий от типа взрывчатого вещества. Инверсия данной формулы дает значение коэффициента $K = 1{,}825$.

С течением времени разность времен прибытия групп четверок уменьшается и они перестают разделяться. Времена вступления сигналов в средней и особенно оконечной части импульса весьма чувствительны к профилю скорости звука. Уникальность черноморского ПЗК заключается в том, что в срединной и оконечной части импульса проявляется блочная структура сигнала с квазигармоническим заполнением, отображающим геометрическую дисперсию скорости звука в канале [8,13]. Это явление хорошо прослеживается сопоставлением реализации и спектрограммы сигнала на рис. 1. Видно, что с ростом частоты групповая скорость уменьшается, соответствующие спектральные компоненты достигают приемника позднее. Говоря на «лучевом языке», увеличивается плотность прихода лучей, формируются «сгустки», «пачки». Только в самой оконечной части импульса одновременно вступает множество лучей и образуется лучевой хаос — сплошное шумоподобное поле с равновероятным распределением амплитуд и фаз лучей [12].

Согласно волновым представлениям, в ПЗК, в отличие от волновода мелкого моря, первыми в точку приема приходят моды с бóльшими номерами и низкими частотами. Широкополосный импульс ударной волны возбуждает множество мод, и сигнал в точке приема представляет суперпозицию волновых пакетов, каждый из которых был «перенесен» своей модой (группой мод) с соответствующей ей (или группе) групповой скоростью. С одной стороны, каждая мода соответствует системе лучей с незначительно отличающимися углами выхода, с другой стороны, каждый луч может рассматриваться как суперпозиция мод близких номеров с мало различающимися вертикальными волновыми числами. В начале реализации (рис. 1), отклик формируется четверками, т.е. небольшим количеством лучей с наибольшими углами выхода (углами скольжения). Эти лучи сформированы в результате конструктивной интерференции большого количества высших мод. Энергия (интенсивность) каждой из этих мод мала, на спектрограмме они неразличимы. Вычисление волновых чисел огромного количества высших мод — неразрешимая практически задача, поэтому здесь рассчитывают траектории небольшого количества «собственных» лучей, которые попадают из источника в приемник. Это область чисто лучевой акустики. С уменьшением угла скольжения луча ситуация меняется. Число собственных лучей возрастает, на реализации они уже не разделяются, число мод уменьшается, на спектрограмме начинает проявляться закон дисперсии мод. В оконечной части импульса (малые углы скольжения) число лучей огромно, число мод считанное, и наконец вступает самая энергонесущая широкополосная часть первой моды с наименьшей групповой скоростью, равной скорости звука на оси канала. Это конец реализации [10].

Согласно лучевым представлениям, для описания зависимости $\tau(R,N)-$опережения распространения импульса по отдельным лучам относительно импульса, распространяющегося вдоль оси ПЗК, и разности $\Delta\tau(R,N)$ — времен распространения по лучам с отличным на единицу числом циклов могут быть применены формулы [8]

$$\tau(R,N) = N^{1-a}(\alpha R)^a,$$

$$\Delta\tau(R,N) = \left[N^{1-a} - (N+1)^{1-a}\right](\alpha R)^a,$$

где N — число циклов луча, (τ, c, R), a, α — эмпирические коэффициенты, зависящие от конкретного ПСЗ и подлежащие определению. Подставляя начальные значения $a = 1{,}7$, $\alpha = 0{,}0147$, рекомендованные [8] для Черного моря, $\tau = 1{,}885$ с, взятое из рис. 2, и решая первое уравнение пары, получаем $N = 5$ — число циклов луча, соответствующее первой на рис. 2 четверке. Затем, подставляя в эти уравнения начальные значения ($\Delta\tau = 0{,}231$ с), и решая систему, получаем уточненные значения: $a = 1{,}717$, $\alpha = 0{,}01438$, — характерные для данного ПСЗ и данной реализации.

3. Восстановление и реконструкция импульсной характеристики

Изложенные выше соображения и предварительные вычисления позволяют приступить к восстановлению и реконструкции импульсной характеристики ПЗК.

Первый этап — обработка исходного сигнала в частотной области, которая должна «исправить» спектр сигнала, искаженный импульсами ПГП. Для этого необходимо сформировать сигнал ударной волны и ПГП $s(t)$ во временной области с соответствующим периодом, затем скорректировать спектр сигнала согласно: $H(f) = P(f)/S(f)$, где $H(f)$ — спектр сигнала ИХ $h(t)$, $P(f)$, $S(f)$ — спектры сигналов $p(t)$ и $s(t)$.

Импульс спада давления в ударной волне, возрастания и спада давления в импульсах ПГП моделировались следующими функциями [13, 14]:

– s_0 — спад давления в ударной волне, где

$$s_0 = P_0 \left(1 - \frac{1}{T_1/2 - \theta_0} t\right) \exp(-t/\theta_0);$$

– $s^{(+)}_{1,2,3}$ — рост давления в 1, 2, 3 импульсах ПГП, где

$$s^{(+)}_{1,2,3} = P_{\min 0,1,2}(\Psi) \exp\left(\frac{(t - t_{\min 0,1,2})}{\theta^{(+)}_{1,2,3}}\right);$$

$$\Psi = 1 + \frac{1}{(\tau_{1,2,3} - t_{\min 0,1,2}) - \theta^{(+)}_{1,2,3}}(t - t_{\min 0,1,2});$$

– $s^{(-)}_{1,2,3}$ — спад давления в 1–3 импульсах ПГП, где

$$s^{(-)}_{1,2,3} = P_{1,2,3}(\Omega) \exp\left(\frac{(t - \tau_{1,2,3})}{\theta^{(-)}_{1,2,3}}\right),$$

$$\Omega = 1 - \frac{1}{(t_{\min 1,2,3} - \tau_{1,2,3}) - \theta^{(-)}_{1,2,3}}(t - \tau_{1,2,3}).$$

В приведенных формулах P_0, $P_{1,2,3}$ — максимумы давления в ударной волне и 1–3-й ПГП, $P_{\min 0,1,2}$ — минимумы давления в ударной волне и соответствующих импульсах ПГП, $\tau_1 = T_1$, $\tau_2 = T_1 + T_2$, $\tau_3 = T_1 + T_2 + T_3$, $t_{\min 0,1,2,3}$ — моменты времени минимумов давления, $\theta^{(\pm)}_{1,2,3}$ — постоянные времени возрастания и спада давления на соответствующих участках. Всего было синтезировано три импульса (рис. 3). Величины максимумов и минимумов давления определялись непосредственно по реализации (рис. 1, 2), откуда: $P_0 = 90$ Па, $P_1 = 60$ Па, $P_2 = 15$ Па, $P_3 = 5$ Па, $P_{\min 0} = -34$ Па, $P_{\min 1} = -36$ Па, $P_{\min 2} = -6$ Па, $P_{\min 3} = -2$ Па. Для определения постоянных времени $\theta^{(\pm)}_{1,2,3}$ численно решались уравнения вида

$$P\left(t = 0{,}5T_1, t = t_{\min 1,2,3} - \tau_{1,2,3}, \theta^{(-)}_{0,1,2,3}\right) - P_{\min 0,1,2} = 0$$

для убывающей и

$$P\left(t = \tau_{1,2,3}, \theta^{(+)}_{1,2,3}\right) - P_{1,2,3} = 0$$

для возрастающей части импульсов. Приведенные уравнения имеют достаточно произвола для вариаций и подбора модельного спектра. Например, чтобы минимумы в спектре были более «плоскими», периоды ПГП брались немного разными: $T_1 = 39$ мс, $T_2 = 38$ мс, $T_3 = 37$ мс. Сформированный сигнал $s(t)$ и его спектр $S(f)$, а так же спектр сигнала $p(t)$ показаны на рис. 3.

Для спектра взрывного сигнала характерна сильная интерференционная изрезанность. Положение первого частотного максимума (f_0) и расстояние между соседними минимумами в спектре (Δf) связаны с периодом первой пульсации пузыря (T) соотношением $f_0 T = \Delta f T = 1$, откуда можно независимо получить уже известные $T = 39$ мс [6]. Спектр $S(f)$ синтетического сигнала $s(t)$ гладкий, его периодическая структура повторяет спектр сигнала $p(t)$. Исправленный спектр $H(f)$становится более равномерным, с подавленными низкочастотными составляющими. После возврата во временную область импульсы, сформированные ударной волной и ПГП, обостряются.

Для вычисления давления в ударной волне и импульсах ПГП известны [13, 14] формулы: $P_n = W_n(m^{1/3}/R)^y$ — давление, развиваемое в точке наблюдения ударной волной ($n = 0$, $y = 1{,}13$) и n-й пульсацией ($n = 1, 2, 3$, $y = 1$), W_n — коэффициент, зависящий от типа ВВ. Инверсия данной формулы дает значения коэффициентов: $W_0 = 1{,}22 \cdot 10^8$, $W_1 = 1{,}6 \cdot 10^7$, $W_2 = 4{,}01 \cdot 10^6$.

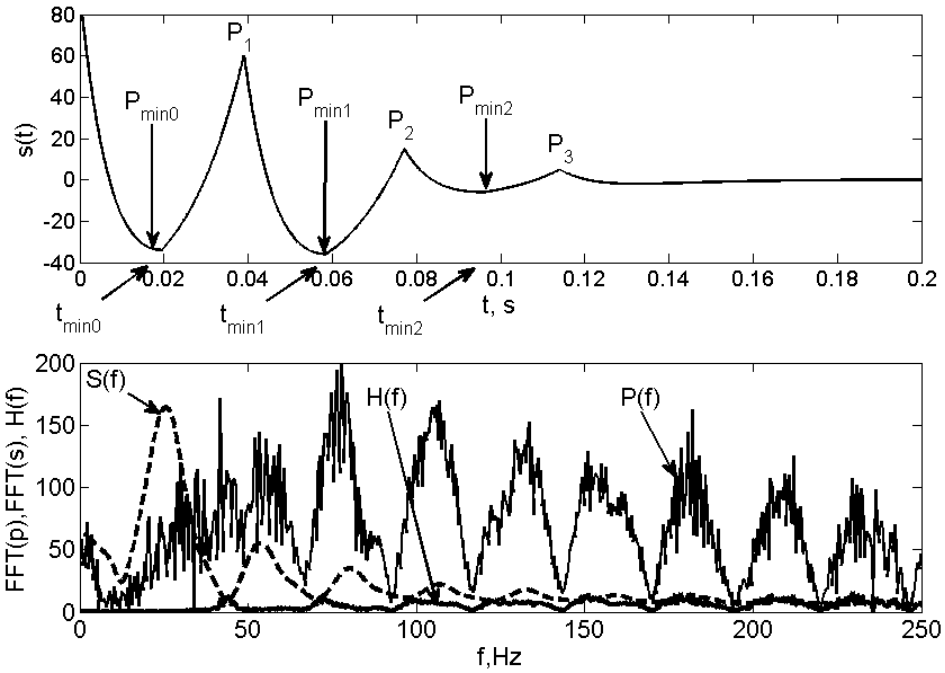


Рис. 3. Сигнал ударной волны и пульсаций газового пузыря $s(t)$, спектр этого сигнала $S(f)$, спектр $P(f)$ исходного сигнала и исправленный спектр $H(f)$

Формула для определения постоянной времени спада давления в импульсе ударной волны $\theta = 9{,}25 \cdot 10^{-5} m^{1/3} (m^{1/3}/R)^{-0{,}22}$ (с) хорошо подтверждается.

На втором этапе во временной области осуществлялось ручное вырезание импульсов ПГП в окнах между четверками до тех пор, пока они разделяются, затем — шумопонижение по алгоритму трешолдинга с переменным порогом во временном диапазоне до начала вступления мод (позднее нельзя, поскольку приведет к возникновению нелинейных искажений). На рис. 4 показана реализация восстановленной импульсной характеристики и спектрограмма.

По сравнению с рис. 2 заметно снижение уровня низкочастотного фона, значительное обострение лучевых вступлений и отсутствие импульсов ПГП. Более отчетливо проявляется временная структура импульса. Спектрограмма, характеризующая время прихода частоты f в точку приема, объективно отражает частотную зависимость групповой скорости луча или моды. На вступлениях лучей дисперсии нет (начало и вплоть до середины реализации). В оконечной части хорошо видны приходы мод с законом дисперсии, характерным для глубокого моря — низкие частоты опережают высокие.

На низких частотах профиль моды распределен по всему водному слою, средняя по глубине скорость звука больше, чем на оси канала, поэтому групповая скорость моды больше. С ростом частоты профиль моды концентрируется ближе к оси канала и ее скорость уменьшается. В самом конце реализации вступает группа мод с одинаковыми групповыми скоростями, состоящая из множества частот, что и создает всплеск амплитуды широкополосного импульса с хаотично меняющейся фазой колебаний.

4. Дисперсионные искажения импульсных сигналов

Для исследования влияния волноводной дисперсии ИХ канала была «свернута» со специально сформированными «входными» сигналами. Все реализации моделированных «выходных» сигналов разделяются на три части: переходный процесс включения (ППВКЛ), неискаженная часть и переходный процесс выключения (ППВЫКЛ).

На рис. 5 реализация и спектрограмма отклика канала на сигнал $S_1 = \sin(2\pi 1000t)$ — короткий высокочастотный импульс длительностью 50 мс. Время отсчитывается от первого (по рис. 1, 2) лучевого вступления. На реализации и спектрограмме отчетливо раз-

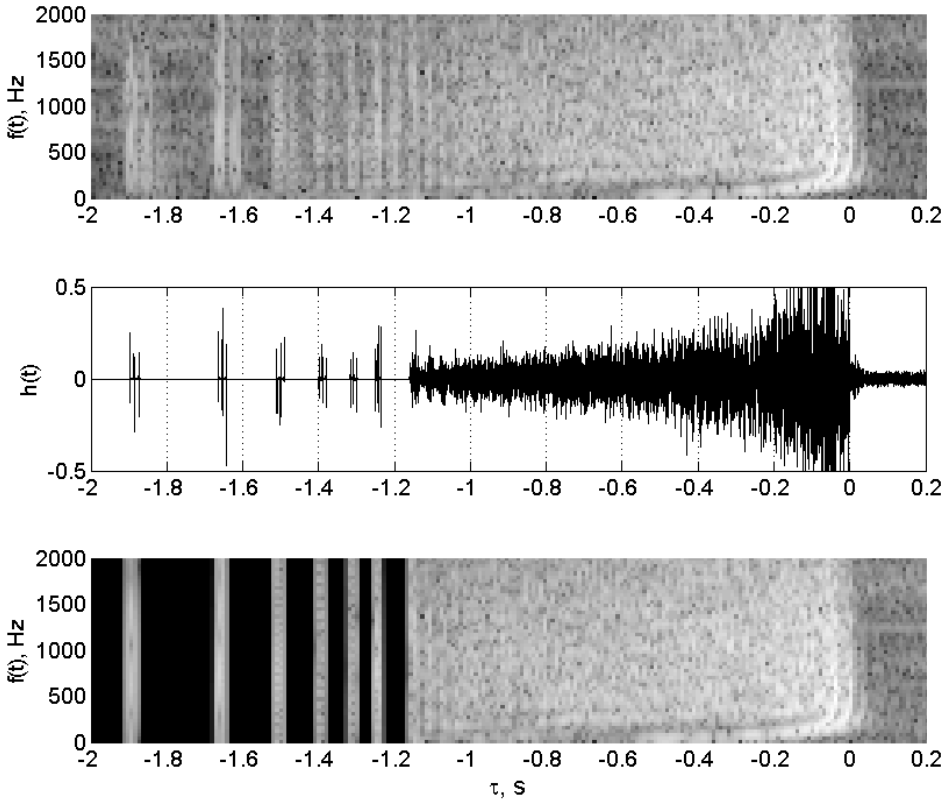


Рис. 4. Восстановленная реализация импульсной характеристики и спектрограммы: сверху — до вырезания импульсов ПГП, снизу — после

личаются приходы импульса по отдельным канальным лучам, интервалы между которыми уменьшаются, пока отдельные импульсы не сливаются в непрерывный затянутый сигнал с периодически меняющейся амплитудой. На спектрограмме при первых лучевых вступлениях видны широкополосные «вспышки» спектра — ППВКЛ и ППВЫКЛ отдельных лучей. В первой половине реализации дисперсия практически отсутствует, проявляется только многолучевой характер распространения. В оконечной части вступления формируются за счет «поздних» приосевых лучей и низкочастотные компоненты «вспышек» спектра при ППВКЛ и ППВЫКЛ, распространяясь с большими групповыми скоростями мод, уже успевают существенно опередить как высокочастотные компоненты, так и основную частоту. На реализации становятся заметны короткие всплески амплитуды, синхронные со вступлениями высокочастотных компонент, распространяющихся с групповыми скоростями мод.

На рис. 6 – детальные картины первых двух лучевых вступлений. Посередине — реализация импульса, сверху — синхронная картина ИХ (увеличенные фрагменты рис. 1). Следует отметить, что после фильтрации в сигналах первых четверок появились признаки неоднолучевого приема — наложение на основной сигнал слабых дополнительных импульсов. Подобная ситуация была отмечена ранее в [15] и объяснена особенностями детальной структуры ПСЗ.

Для объективного анализа изменения фазы и амплитуды импульсного сигнала, с репликой сигнала была проведена операция фазового детектирования [16], полученная фазовая функция $\phi(t)$ — на рис. 6 снизу. Рассмотрим рис. 6, первая четверка (слева). Последовательные вступления лучей четверки практически ступенчато изменяют фазу и амплитуду колебания, причем амплитуда установившегося колебания здесь становится меньше амплитуды, наблюдаемой после прихода первого луча четверки. Фазовая функция во второй четверке — рис. 6 (справа) более стабильна, разность фаз колебаний между первым и четвертым лучами заключена в пределах 90°, как это и должно быть в соответствии с

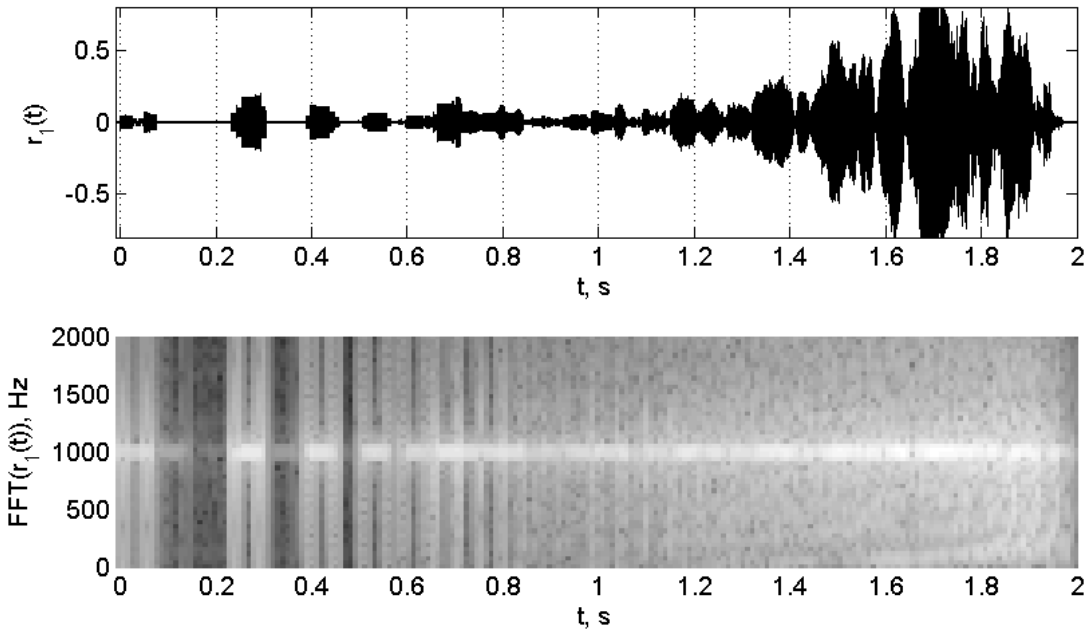


Рис. 5. Реализация и спектрограмма отклика канала на сигнал S_1

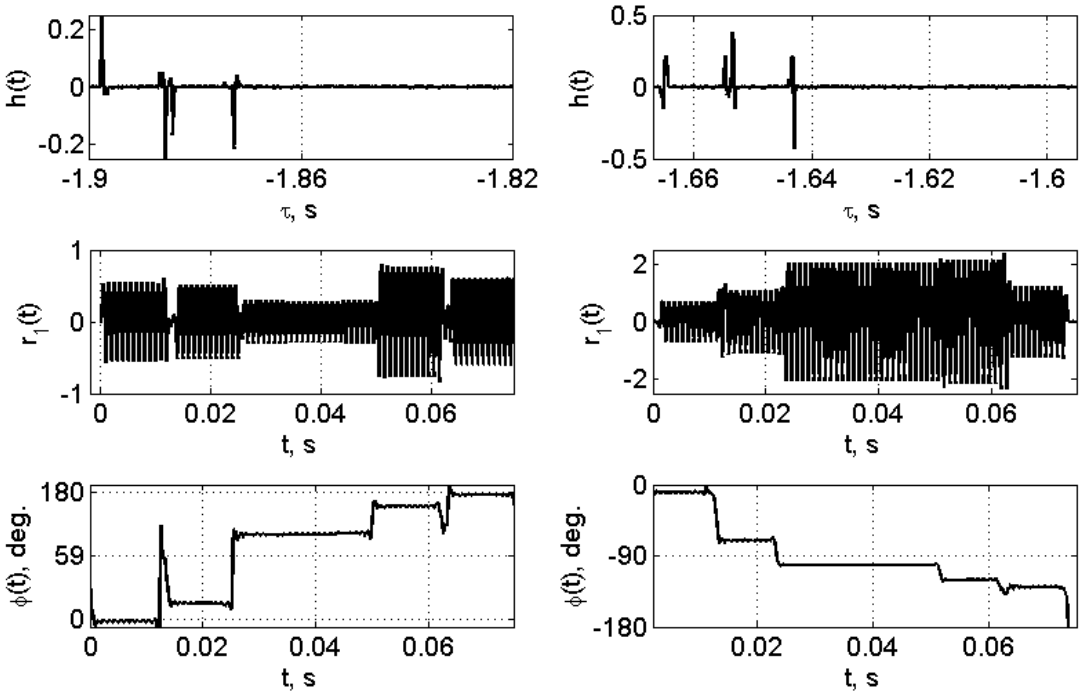


Рис. 6. Фрагменты: ИХ канала (сверху); лучевых вступлений сигнала $S_1 = \sin(2\pi 1000t)$, фазовой функции $\phi(t)$ (снизу)

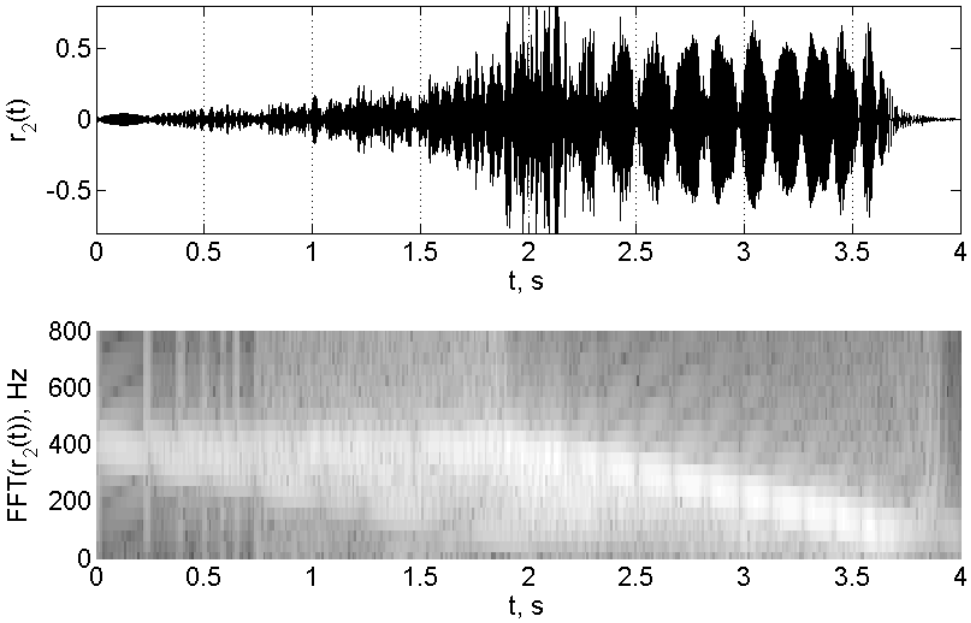


Рис. 7. Реализация и спектрограмма отклика канала на сигнал S_2

теорией, вследствие чего амплитуда процесса возрастает. Ступенчатый характер ППВКЛ и ППВЫКЛ, следующий из бездисперсионных лучевых (кинематических) представлений, подтверждается, но расчет последовательного изменения амплитуды сигнала на протяженных трассах оказывается осложнен случайными флуктуациями скорости звука вдоль луча, а соответственно и фазы колебания [15].

Модовая структура акустического поля выявляется при рассмотрении отклика канала на сигнал $S_2 = \sin(2\pi(400 - 80t)t)$ длительностью 2 с, показанный на рис. 7.

Закон изменения частоты в сигнале S_2 (негативная линейная частотная модуляция) приблизительно обратен закону дисперсии групповой скорости мод. Вследствие компенсации внутримодовой дисперсии должно происходить частичное сжатие во времени всех модовых импульсов, а одного — в особенности. С начала и примерно до половины длительности реплики видно сплошное наложение сигналов с понижающейся частотой вследствие лучевых вступлений. Во второй половине на реализации и спектрограмме различаются 10 сжатых импульсов с «колоколообразной» огибающей амплитуды, соответствующих различным модам. В самом конце — дисперсионный «хвост», вызванный завершением последнего модового импульса. Как видно из рис. 7, все время реплики сигнала приблизительно поровну разделяется на «лучевую» и «волновую» части.

Выводы

Полная реплика глубоководного канала на всякий излученный импульсный сигнал будет складываться из множества приходов. В самом начале реализации реплики следуют чисто лучевые вступления без волноводной дисперсии. Частотная структура короткого тонального сигнала будет сохраняться, амплитуда и фаза — меняться случайным образом. Незначительное временное затягивание (увеличение длительности) возникает вследствие протекания переходных процессов при «включении» и «выключении» отдельных лучей «четверок». В середине реализации дисперсионные искажения проявляются в наибольшей степени — здесь смешивается и многолучевой и многомодовый характер распространения с добавкой внутримодовой дисперсии, ощущаемой как «гудение» с нарастающей частотой. Адекватное описание этого этапа невозможно с помощью только лучевой или только волновой теории. Оконечная часть реализации — это в основном волновой процесс, когда наиболее стабильное по времени вступление дает 1-я мода, вертикальный профиль которой сосредоточен в окрестности оси ПЗК, с наиболее стабильными (в течении

суток, сезона и даже года) гидрологическими условиями. Чтобы эту стабильность практически реализовать, эффективными представляются либо широкополосные, либо короткие тональные сигналы с частотой порядка 1000 Гц.

Предложенный и апробированный в настоящей статье метод восстановления реплики путем свертки модельного сигнала с реальной импульсной характеристикой канала показал, что пока только этот метод практически реализует «гибридный» модово-лучевой подход к вычислению импульсных полей в условиях глубокого моря.

Литература

1. *Вадов Р.А.* Открытие подводного звукового канала, экспериментальные исследования, региональные различия // Акустический журнал. 2007. Т. 53. № 3. С. 313–328.
2. *Безответных В.В., Буренин А.В., Моргунов Ю.Н., Тагильцев А.А.* Аппаратно-программный измерительный комплекс для исследований в области акустической навигации // Акустический журнал. 2011. Т. 57. № 6. С. 804–808.
3. *Моргунов Ю.Н., Безответных В.В., Буренин А.В., Войтенко Е.А.* Исследование влияния гидрологических условий на распространение псевдослучайных сигналов из шельфа в глубокое море // Акустический журнал. 2016. Т. 62. № 3. С. 341–347.
4. *Jensen F.B., Kuperman W.A., Porter M.B., Schmidt H.* Computational Ocean Acoustics. Springer Science+Business Media, LLC 2011. 794 p.
5. *Ластовенко О.Р., Лисютин В.А., Ярошенко А.А.* Моделирование распространения сигналов в рефракционных волноводах мелкого моря // Доклады XIII школы-семинара им. акад. Л.М. Бреховских «Акустика океана», совмещенной с XXIII сессией Российского Акустического Общества. М.: ГЕОС, 2011. С. 74–77.
6. *Вадов Р.А.* О некоторых гидроакустических характеристиках взрывного сигнала // Акустический журнал. 1994. Т. 40. № 4. С. 677–679.
7. *Вадов Р.А.* Особенности формирования структуры звукового поля точечного источника в Черноморском подводном звуковом канале //Акустический журнал. 2011. Т. 57. № 5. С. 623–632.
8. *Вадов Р.А.* Структура звукового поля точечного источника в подводном звуковом канале Черного моря // Акустический журнал. 1998. Т. 44. № 6. С. 749–756.
9. Междисциплинарная информационно-консультационная система по современным направлениям акустики. Режим доступа: http:/spravka.akin.ru (дата обращения 20.12.2017).
10. *Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П.* Теоретические основы акустики океана. М.: Наука, 2007. 370 с.
11. *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 343 с.
12. *Студеничник Н.В.* Пространственно-временная структура низкочастотного поля в ПЗК // Акустический журнал. 2002. Т. 48. № 5. С. 675–683.
13. *Chapman N.R.* Measurement of the waveform parameters of shallow explosive chargers // J. Acoust. Soc. Am. 1985. Vol. 78. No. 2. P. 672–681.
14. *Soloway A.G., Dahl P.H.* Peak sound pressure and exposure level from underwater explosions in shallow water // J. Acoust. Soc. Am. 2014. Vol. 136. No. 3. P. EL218–EL223.
15. *Вадов Р.А.* Временная изменчивость тонкой структуры сигнала в океане // Акустический журнал. 1996. Т. 42. № 4. С. 489–495.
16. *Сергиенко А.Б.* Цифровая обработка сигналов: Учебник для вузов. 2-е изд. СПб.: Питер, 2007. 751 с.

References

1. Vadov, R.A. The discovery of the underwater sound channel, experimental studies, and regional differences. *Acoust. Phys.*, 2007, vol. 53, no. 3, p. 268–281.
2. Bezotvetnykh, V.V., Burenin, A.V., Morgunov, Yu.N., Tagil'tsev, A.A. Processing of acoustic signals and computer modeling instrumental and programming measuring complex for acoustic navigation investigations. *Acoust. Phys.*, 2011, vol. 57, no. 3, pp. 819–823.
3. Morgunov, Yu.N., Bezotvetnykh, V.V., Burenin, A.V., Voitenko, E.A. A study of how hydrological conditions affect the propagation of pseudorandom signals from the shelf in deep water. *Acoust. Phys.*, 2016, vol. 62, no. 3, pp. 350–356.
4. Jensen, F.B., Kuperman, W.A., Porter, M.B., Schmidt, H. *Computational ocean acoustics.* Springer Science+Business Media, LLC 2011.
5. Lastovenko, O.R., Lisyutin, V.A., Yaroshenko, A.A. Modeling of signal propagation in refractive waveguides of the shallow sea. *Rep. of the 13th School-Sem. Acad. L.M. Brekhovskikh "Acoustics of the Ocean", combined with the 23th session of the Russian Acoustical Society.* Moscow, 2011, pp. 74–77. (In Russian)
6. Vadov, R.A. On some hydroacoustic characteristics of an explosive signal. *Akusticheskiy zhurnal* [Acoustic journal], 1994, vol. 40. no. 4, pp. 677–679. (In Russian)

7. Vadov, R.A. Peculiarities in the formation of the sound field structure of a point source in the Black Sea underwater sound channel. *Acoust. Phys.*, 2011, vol. 57, no. 5, pp. 642–651.
8. Vadov, R.A. Structure of the sound field generated by a point source in the underwater sound channel of the Black Sea. *Acoust. Phys.*, 1998, vol. 44, no. 5, pp. 651–658.
9. Interdisciplinary information and consulting system on modern areas of acoustics. Access mode: http:/spravka.akin.ru (accessed date 20.12.2017). (In Russian)
10. Brekhovskikh, L.M., Lysanov, Yu.P. *Fundamentals of ocean acoustics*. Springer, 2003.
11. Brekhovskikh, L.M. *Waves in layered media*. Elsevier, 2nd Edition.
12. Studenichnik, N.V. Space–Time Structure of the low-frequency acoustic field in an underwater sound channel. *Acoust. Phys.*, 2002, vol. 48, no. 5, pp. 598–606.
13. Chapman, N.R. Measurement of the waveform parameters of shallow explosive chargers. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1985, vol. 78, no. 2, pp. 672–681.
14. Soloway, A.G., Dahl, P.H. Peak sound pressure and exposure level from underwater explosions in shallow water. *J. Acoust. Soc. Am.*, 2014, vol. 136, no 3, pp. EL218–EL223.
15. Vadov, R.A. Temporal variability of the fine structure of a signal in the ocean. *Acoust. Phys.*, 1996, vol. 42, no. 4, pp. 430–435.
16. Sergienko, A.B. *Digital signal processing*. St. Petersburg, 2002. (In Russian)

© Экологический вестник научных центров Черноморского экономического сотрудничества, 2018
© Лисютин В. А., Ластовенко О. Р., Ярошенко А. А., 2018

Статья поступила 20 декабря 2017 г.