

## Метод симуляции импульсной характеристики горизонтально-слоистого гидроакустического волновода с жидким дном

*В.А. Лисютин, О.Р. Ластовенко, В.В. Довгаленко, В.Л. Лучин, Н.В. Петренко*  
*Севастопольский государственный университет, Севастополь*

**Аннотация:** Гидроакустический волновод рассматривается как линейная система с распределенными по трассе параметрами. Предлагается метод моделирования импульсных характеристик волновода, основанный на вычислении акустического поля в широком диапазоне частот с последующим обратным преобразованием Фурье. Импульсная характеристика рассматривается как инструмент для решения задач инверсии акустических характеристик морского дна и моделирования распространения сигналов в волноводах. Восстанавливается импульсная характеристика первой моды волновода Пекериса с дном в виде промежуточного слоя и полупространства, выявляются ее волновые атрибуты: грунтовая волна, водная волна, волна Эйри. Восстанавливается многомодовая импульсная характеристика.

**Ключевые слова:** нормальные волны, морское дно, коэффициент затухания, групповая скорость, импульсная характеристика, внутримодовая дисперсия, межмодовая дисперсия.

**Введение.** Мелким в акустике океана принято считать море, где пространственная и временная структура звукового поля определяется не профилем скорости звука, а физическими свойствами слоистого дна [1].

Гидроакустический волновод можно рассматривать как линейную систему связи с распределенными по трассе параметрами [2]. Импульсной характеристикой (ИХ) такой системы называется функция  $h(t)$  – отклик волновода на входной сигнал в виде дельта-функции Дирака [1,3]. Практической реализацией ИХ является запись крайне широкополосного сигнала – звука взрыва или импульса пневмопушки [4,5].

Компьютерная симуляция ИХ позволяет варьировать параметры дна в широких пределах, что дает возможность решения методом согласованного импульсного поля обратных задач – определения акустических и физических характеристик сред, из которых сложено слоистое дно [4 – 7]. Импульсная характеристика может быть использована и как инструмент для моделирования откликов волновода на сигналы с любыми видами модуляции [2, 3, 8].

---

Теоретически, классическая задача о распространении широкополосного импульса в волноводе с известным законом дисперсии решается методом стационарной фазы [1]. Однако, практическое применение метода стационарной фазы требует, чтобы закон дисперсии был достаточно простым, что существенно ограничивает возможность вариаций вертикальной структуры дна [3].

Целью статьи является представление и апробация вычислительно эффективного метода симуляции импульсной характеристики горизонтально-слоистого волновода мелкого моря, не имеющего принципиальных ограничений на сложность закона дисперсии.

**Постановка задачи.** Рассмотрим на рис.1 модель волновода Пекериса с изоскоростным водным слоем «1» глубиной  $h$ , изоскоростным переходным донным слоем «2» толщиной  $d$ , лежащим на полупространстве «3».

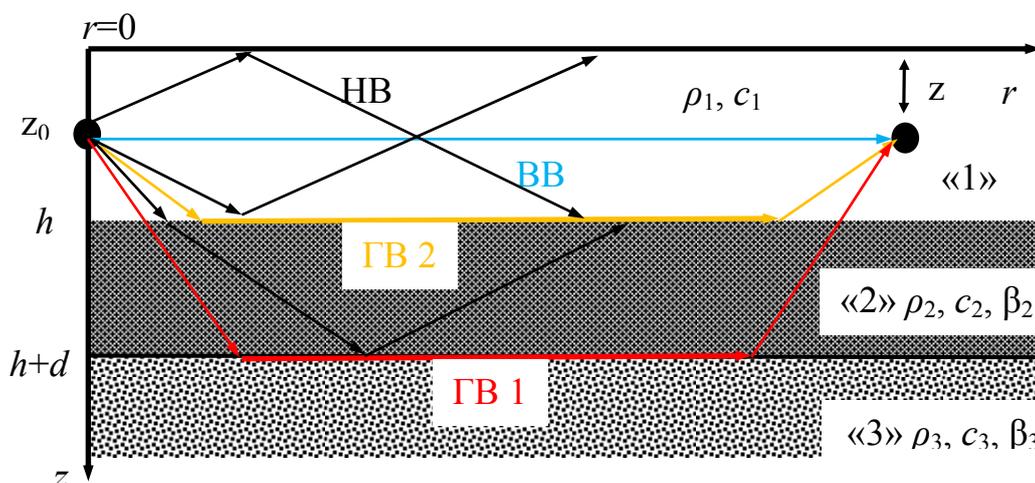


Рис.1 – Модель волновода Пекериса с промежуточным слоем и дном в виде полупространства. Схематические лучевые траектории распространения грунтовых, нормальных и водной волн

Сдвиговыми волнами пренебрегаем, дно считаем жидким. Скорости звука в средах «1», «2», «3» –  $c_1, c_2, c_3$ , плотности –  $\rho_1, \rho_2, \rho_3$ , причем  $c_1 < c_2 < c_3$ ,  $\rho_1 < \rho_2 < \rho_3$ .

Достоинством такой модели волновода является то, что представление для акустического поля в виде суммы мод дается формулой [1]:

$$p(r, z, \omega) = \sum_{l=1}^{\infty} p_l(r, z, \omega) = -A \frac{2\pi i}{h} \sum_{l=1}^{\infty} Q_l \sin(b_l z) H_0^{(1)}(\xi_l r), \quad (1)$$

$A$  – коэффициент, определяемый акустической мощностью источника, Па·м;

$Q_l = hm_{21}^{-1} \frac{b_{1l} b_{2l}^2}{D_l} \sin(b_{1l} z_0)$  – коэффициент возбуждения мод,  $l=1, 2, 3, \dots$  – номер

моды;  $D_l = S_1 - S_2 - S_3 + S_4$ ;  $S_1 = m_{21}^{-1} (b_{2l}^2 - b_{1l}^2) \sin(b_{1l} h) \cos(b_{1l} h)$ ,

$$S_2 = m_{21}^{-1} b_{2l}^2 b_{1l} h, S_3 = b_{1l} d \cos^2(b_{1l} h) (b_{1l}^2 + m_{21}^{-2} b_{2l}^2 \tan^2(b_{1l} h)),$$

$$S_4 = \frac{im_{32}^{-1} b_{1l} (b_{3l}^2 - b_{2l}^2) \cos^2(b_{1l} h) (b_{1l}^2 + m_{21}^{-2} b_{2l}^2 \tan^2(b_{1l} h))}{b_{1l} (m_{32}^{-2} b_{3l}^2 - b_{2l}^2)} \quad - \quad \text{слагаемые,}$$

определяемые из граничных условий;  $m_{21} = \rho_2/\rho_1$ ,  $m_{32} = \rho_3/\rho_2$ ;  $b_{1l}$ ,

$b_{2l} = \sqrt{k_2^2 - \xi_l^2}$ ,  $b_{3l} = \sqrt{k_3^2 - \xi_l^2}$  – вертикальные волновые числа в слоях;

$\xi_l = -\sqrt{k_1^2 - b_{1l}^2}$  – горизонтальное волновое число,  $k_1 = \frac{\omega}{c_1}$ ,

$k_{2,3} = \frac{\omega}{c_{2,3}} (1 - i\beta_{2,3})$ ,  $\beta_2, \beta_3$  – тангенсы потерь, характеризующие затухание в

слоях,  $\omega = 2\pi f$ ,  $f$  – частота, Гц.

Вертикальные волновые числа мод  $b_{1l}$  в водном слое определяются из дисперсионного уравнения  $1 + V \exp(2ib_1 h) = 0$ , преобразованного к виду

$$-2hb_{1l} + (2l - 1)\pi - i \ln(V) = 0, \quad (2)$$

где  $V = \frac{Z_{in} - Z_1}{Z_{in} + Z_1}$  – коэффициент отражения,  $Z_{in} = \frac{Z_3 - iZ_2 \operatorname{tg}(b_2 d)}{Z_2 - iZ_3 \operatorname{tg}(b_2 d)} Z_2$  –

входной импеданс дна,  $Z_{1,2,3} = \omega \rho_{1,2,3} / b_{1,2,3}$  – импедансы слоев «1», «2» и полупространства «3». Уравнение (2) решалось методом секущих.

Критическая частота моды  $f_{cl}$  определялась из условия затухания поля моды при  $z \rightarrow \infty$ , что соответствует  $\text{Im}(b_{3l}) < 0$ . Квазимоды не учитывались [1].

Фазовая и групповая скорости мод вычислялись по формулам:  $v_l = \omega / \text{Re}(\xi_l)$ ,  $u_l = \Delta\omega / \Delta\text{Re}(\xi_l)$  соответственно.

**Решение для импульсной характеристики.** Поля отдельных мод вычисляются по формуле (1) на фиксированных частотах так, чтобы удовлетворялись теоремы о дискретизации. На частотах ниже критической поле моды полагается равным нулю. Практически, шаг по частоте выбирался  $\Delta f = 1$  Гц, число отсчетов  $N = 2^{14}$ , что дает верхнюю частоту  $f_m = N \cdot \Delta f$ , частоту дискретизации  $f_d = 2f_m$ . Соответственно во временной области интервал между отсчетами  $\Delta t = 1/f_d$ , общее время наблюдения  $t_m = N \cdot \Delta t$ .

Осуществляя обратное преобразование Фурье (IFFT) полей всех мод по раздельности получаем временные реализации модовых ИХ:  $h_l(r, z, t) = \text{IFFT}(p_l(r, z, \omega) \cdot \exp(i\omega(t_0 - \tau)))$ , где  $t_0 = r/c_1$  – время вступления водной волны,  $r$  – расстояние между излучателем и приемником,  $\tau$  – время опережения начала наблюдения. Затем, суммируя поля мод, получаем ИХ волновода:  $h = \sum_l h_l(r, z, t)$ . Такой подход позволяет добавлять помехи в частотной либо временной области, «выключать» поля отдельных мод, добавлять при необходимости поля высших мод, или изучать все поля по раздельности, симулируя операцию селекции мод.

В настоящее время разработаны эффективные излучатели – параметрические антенны, способные возбуждать в водном слое первую нормальную волну в широком диапазоне частот, поэтому особое внимание будет уделено распространению первой моды [9].

**Результаты расчетов и моделирования.** Рассмотрим представленные на рис.2 графики частотной зависимости групповой скорости первой моды, импульсную характеристику и спектрограмму, восстановленные для средней дистанции ( $r = 3c_1$ ), источник и приемник расположены на дне. В программе

заложены следующие данные:  $c_1 = 1500$  м/с,  $c_2 = 1550$  м/с,  $c_3 = 1800$  м/с,  $\rho_1 = 1033$  кг/м<sup>3</sup>,  $\rho_2 = 1800$  кг/м<sup>3</sup>,  $\rho_3 = 2000$  кг/м<sup>3</sup>,  $\beta_2 = 0,001$ ,  $\beta_3 = 0,01$ . Входные параметры не случайны, а примерно (без дисперсии) соответствуют илистому песку, лежащем на подстилающем крупном песке [10].

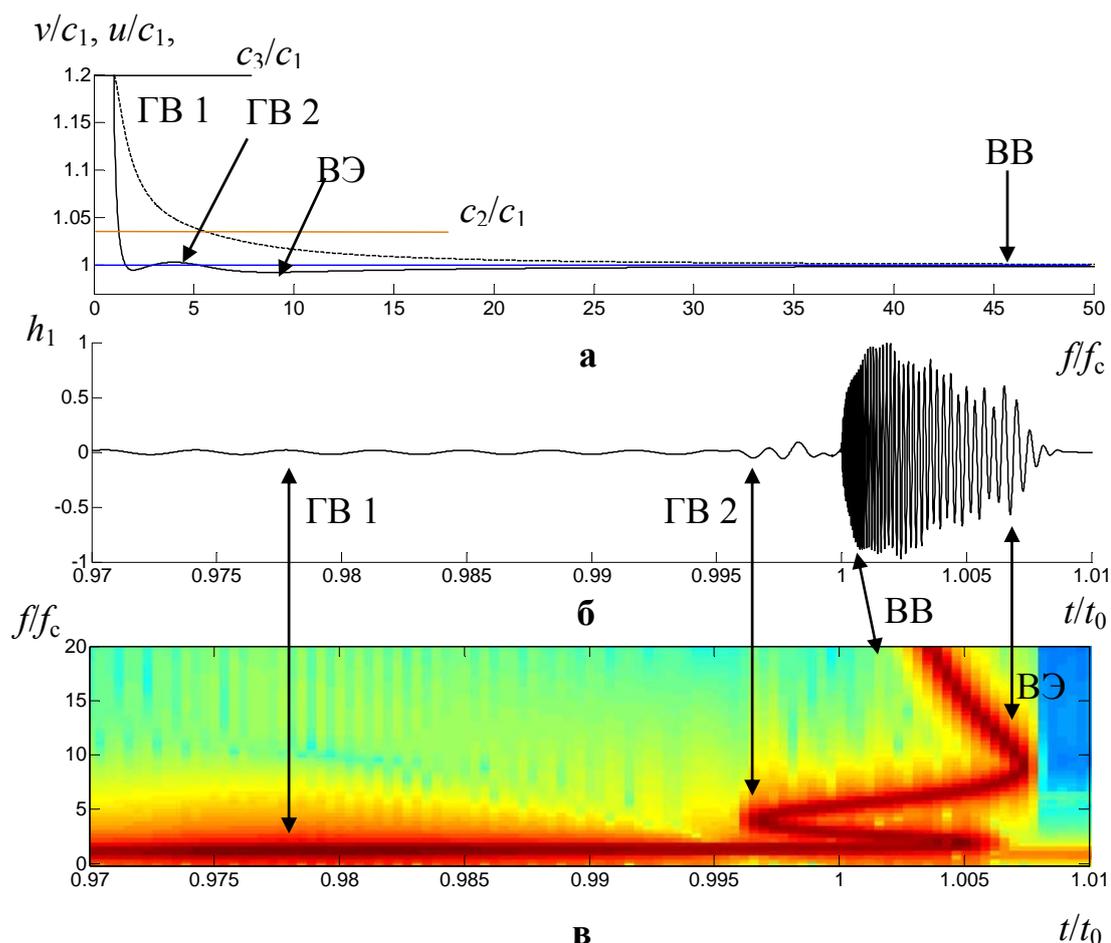


Рис.2 – Частотная зависимость фазовой и групповой скорости 1-й моды (а).

Импульсная характеристика 1-й моды (б) и спектрограмма (в)

Раньше всего приемника достигает почти синусоидальная грунтовая (головная) волна (ГВ1), распространяющаяся вдоль границы раздела промежуточный слой – полупространство – рис. 1. Угол скольжения ГВ1 соответствует критическому углу на границе промежуточный слой-

полупространство. Время ее вступления определяется скоростью звука в полупространстве и составляет  $t_1=r/c_3$  ( $t_1/t_0=0,833$ ). Амплитуда и частота колебаний в грунтовой волне медленно возрастают, начиная от критической ( $f_{c1}=66$  Гц), что соответствует продвижению по левой ветви кривой групповой скорости от максимума в сторону увеличения частоты. Затем вступает вторая грунтовая волна (ГВ2), распространяющаяся вдоль границы раздела водный-промежуточный слой. Эта волна соответствует второму максимуму на графике групповой скорости. Кинематическое время ее вступления  $t_2=r/c_2$  ( $t_2/t_0=0,968$ ). Как видно из рис.2, кинематическое время вступления значительно опережает реальное волновое, которое можно зарегистрировать по экспериментальной реализации или спектрограмме. Этот факт следует учитывать при проведении инверсий. Например, восстановленная кинематическая скорость звука в слое оказалась бы равной  $c_2=1500/0,996=1506$  м/с, однако в программе заложено  $c_2=1560$  м/с. С течением времени частота и амплитуда второй грунтовой волны возрастают.

В диапазоне частот заключенном между двумя минимумами на графике групповой скорости водный и промежуточный слой составляют единый волновод с усложненным законом дисперсии.

В момент  $t_0=r/c_1$  вступает водная волна (ВВ) состоящая из самых высоких частот, групповая скорость которых равна скорости звука в водном слое. Водная волна соответствует лучу распространяющемуся от источника к приемнику по кратчайшему пути – рис. 1. С течением времени групповая скорость моды уменьшается, частота звука в ВВ снижается, угол скольжения эквивалентного (моды) луча увеличивается.

В некоторые моменты времени возрастающая частота грунтовых волн и уменьшающаяся частота водной волны совпадают, и устанавливается одночастотное колебание с повышенной амплитудой – волна Эйри (ВЭ). Волн Эйри будет столько, сколько минимумов на частотной зависимости

---

групповой скорости, однако наблюдать на реализации можно только волну соответствующую самому глубокому минимуму. После вступления последней волны Эйри процесс завершается.

Чем ближе  $c_2$  к  $c_1$ , тем острее первый минимум групповой скорости и слабее выражен второй – трехслойная модель сближается с простейшей моделью Пекериса, водный и промежуточный слои на низких частотах образуют единый волновод. При существенной разнице между скоростями звука в воде и слое законы дисперсии тоже практически не разделяются, два минимума  $u_1$  сливаются в один – промежуточный слой оказывается эквивалентен полупространству.

Рассмотрим теперь на рис.3 многомодовую (9 мод) ИХ волновода. В программе заложены следующие данные:  $h = 15$  м,  $d = 9$  м,  $r = 4 \cdot 1500$  м, остальные характеристики те же, что и раньше. По сравнению с простым волноводом Пекериса, частотные зависимости групповых скоростей (рис.3 а) нормальных волн имеют усложненный вид. Графики, соответствующие различным модам пересекаются. Физически это соответствует равным модовым скоростям распространения импульса, что должно приводить к увеличению его амплитуды на определенных частотах – формированию «псевдо» волн Эйри. Однако, групповая скорость – кинематическая характеристика моды не учитывающая ее поглощение. Более объективную, динамическую картину дает реализация (рис. 3б) и восстановленная по ней спектрограмма – рис.3 г. Из этих рисунков видно, что поглощение, увеличивающееся на низких частотах приводит к затуханию всех грунтовых волн и волн Эйри высших мод. На рис. 3 б повышенной амплитудой выделяется единственная волна Эйри первой моды. Для более отчетливого выделения наиболее информативной части ИХ – грунтовой волны и волны Эйри применена низкочастотная фильтрация, результат – на рис. 3 в.

---

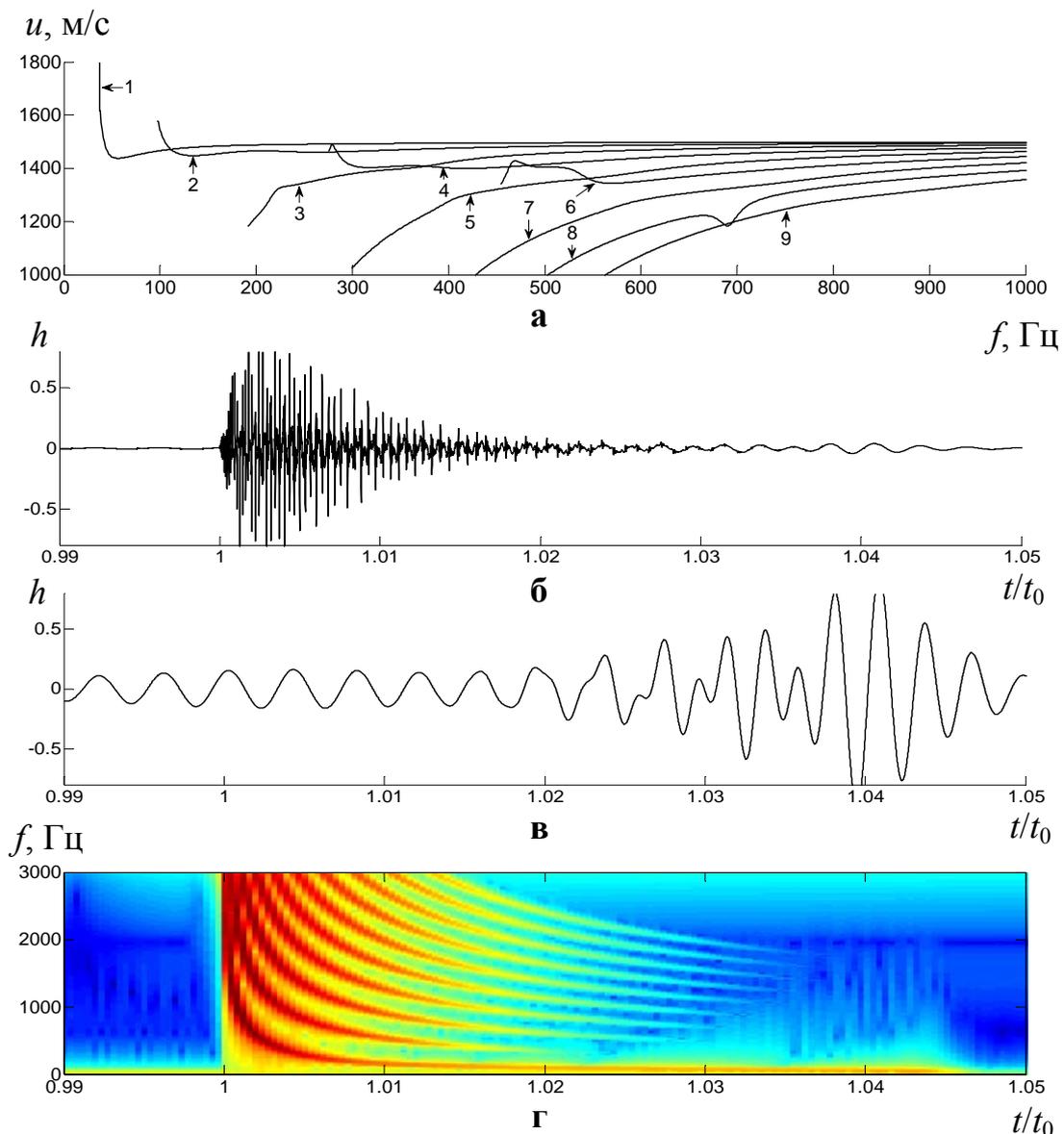


Рис.3 – Частотные характеристики групповой скорости мод (а), реализация импульсной характеристики волновода (б), результат низкочастотной фильтрации ИХ (в) и спектрограмма (г). Глубина источника и приемника  $z=z_s=h$

В результате фильтрации низких частот удается выявить грунтовую волну, биения между водной и грунтовой волнами и время вступления волны Эйри.

**Выводы.** Представленный метод симуляции импульсной характеристики горизонтально-слоистого волновода и использованная

простая трехслойная модель воспроизводит все характерные волновые атрибуты, из которых извлекается информация о водном слое и дне: грунтовые волны, водную и волну Эйри. Сопоставляя модельную ИХ с записью звука взрыва или импульса пневмопушки возможно осуществить инверсию акустических характеристик и физических характеристик «деятельного» – промежуточного слоя дна. Импульсная характеристика может явиться эффективным инструментом для моделирования распространения сигналов в волноводах мелкого моря вплоть до верхней частотной границы расчетов методом нормальных волн – до 5000 Гц.

На основе описанных алгоритмов в СевГУ разработан комплекс учебно-научных программ, применяемых в образовательном процессе в курсе «перспективные методы акустической океанологии».

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и города Севастополь в рамках научного проекта № 18-42-920001.

### **Литература**

1. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 343 с.
2. Каевицер В.И., Пивнев П.П., Тарасов С.П., Элбакидзе А.В. Гидроакустическая система со сложными сигналами для связи и позиционирования подводных аппаратов // Инженерный вестник Дона, 2019, №1. URL: [ivdon.ru/ru/magazine/archive/n1y2019/5597](http://ivdon.ru/ru/magazine/archive/n1y2019/5597).
3. Ластовенко О.Р., Лисютин В.А., Маленко Ж.В., Ярошенко А.А. Асимптотическое решение для широкополосного импульса в гидроакустическом волноводе мелкого моря с поглощающим дном // Экологический вестник научных центров ЧЭС. 2015. № 3. С. 61 – 71.
4. Белов А.И., Кузнецов Г.Н. Оценка акустических характеристик поверхностных слоев морского дна с использованием четырехкомпонентных

векторно-скалярных приемников // Акуст. журн. 2016. Т. 62. № 2. С. 194 – 202.

5. Wan L., Badiy M., Knobles D.P., Wilson P.S. The Airy phase of explosive sound in shallow water // J. Acoust. Soc. Am. 2018. V. 143. N. 3. pp. EL199 – EL205.

6. Bevans D. A., Buckingham M.J. Estimating the sound speed of a shallow-water marine sediment from the head wave excited by a low-flying helicopter // J. Acoust. Soc. Am. 2017. V. 142. № 4. pp. 2273 – 2287.

7. Wan. L, Badiy M., Knobles D.P. Geoacoustic inversion using low frequency broadband measurements from L-shaped arrays in the Shallow Water 2006 Experiment // J. Acoust. Soc. Am. 2016. V. 140. № 4. pp. 2358 – 2373.

8. Jensen F. B., Kuperman W. A., Porter M. B, Schmidt H. Computational Ocean Acoustics. – N. – Y.: AIP Press, 1994. 578 p.

9. Воронин В.А., Пивнев П.П, Тарасов С.П. Широкополосные гидроакустические антенны систем экологического мониторинга водной среды и придонных осадочных пород // Инженерный вестник Дона, 2015, №4. URL: [ivdon.ru/ru/magazine/archive/n4p2y2015/3476](http://ivdon.ru/ru/magazine/archive/n4p2y2015/3476).

10. Лисютин В.А. Обобщенная реологическая модель неконсолидированных морских осадков с внутренним трением и эффективной сжимаемостью // Морской гидрофизический журнал. 2019. Т. 35, № 1. С. 85 – 100.

### References

1. Brekhovskikh L.M. Volny v sloistyh sredah [Waves in layered media]. New York: Academic Press, 1960. 561 p.

2. Kayevitser V.I., Pivnev P.P., Tarasov S.P., Elbakidze A.V. Inzenernyj vestnik Dona, 2015, №4 (part 2). URL: [ivdon.ru/ru/magazine/archive/n1y2019/5597](http://ivdon.ru/ru/magazine/archive/n1y2019/5597).

---



3. Lastovenko O.R., Lisyutin V.A., Malenko Z.V., Yaroshenko A.A. *Ekologicheskiy vestnik nauchnykh tsentrov CHES*. 2015. № 3. pp. 61 – 71.
4. Belov A. I., Kuznetsov G. N. *Akusticheskiy zhurnal* 2016. V. 62, N. 2. pp. 194 – 201.
5. Wan L., Badiy M., Knobles D.P., Wilson P.S. *J. Acoust. Soc. Am.* 2018. V. 143. № 3. pp. EL199 – EL205.
6. Bevans D. A., Buckingham M.J. *J. Acoust. Soc. Am.* 2017. V. 142. № 4. pp. 2273 – 2287.
7. Wan. L, Badiy M., Knobles D.P. *J. Acoust. Soc. Am.* 2016. V. 140. № 4. pp. 2358 – 2373.
8. Jensen F. B., Kuperman W. A., Porter M. B, Schmidt H. *Computational Ocean Acoustics*. N. Y.: AIP Press, 1994. 578 p.
9. Voronin V.A., Pivnev P.P., Tarasov S.P. *Inzenernyj vestnik Dona*, 2015, №4 (part 2). URL: [ivdon.ru/ru/magazine/archive/n4p2y2015/3476](http://ivdon.ru/ru/magazine/archive/n4p2y2015/3476)
10. Lisyutin, V.A., 2019. *Morskoj gidrofizicheskiy zhurnal*. 2019. V. 26. N.1, pp. 77-91.