

## Моделирование объемной реверберации в лучевом приближении

Предложена численная модель, позволяющая рассчитывать объемное рассеяние звука в море. В ее основе лежит построение лучевой картины как для первичного, так и для вторичного (рассеянного) излучения. Интенсивность вторичного излучения задавалась через коэффициент обратного объемного рассеяния, который трактуется как доля рассеянной назад акустической энергии на единице длины первичного луча. Показано, что в первом приближении достаточно рассматривать вторичные лучи, повторяющие траекторию первичных в обратном направлении. Учитывается ослабление интенсивности звука вдоль траекторий первичных и вторичных лучей. Приведены результаты расчета реверберационного сигнала как функции времени для разных условий (глубина погружения антенны, ширина диаграммы направленности, наличие звуко рассеивающих слоев). Сделан вывод, что данный подход может использоваться для моделирования поверхностной и донной реверберации, а также для решения обратных задач гидроакустики.

Исследование подводной обстановки с помощью гидроакустических средств на сегодняшний день является одним из основных методов изучения и освоения морских глубин. В частности, широко используется гидролокация. При этом возникает проблема выделения полезного отраженного акустического сигнала на фоне реверберационной помехи, связанной с рассеянием посылаемого акустического импульса на неоднородностях в морской среде, а также на неровностях поверхности воды и дна. Соответственно в гидроакустике изучают объемную, поверхностную и донную реверберацию. Например, поверхностная реверберация связана с волнами, которые создают аналогичный эффект и при радиолокации над поверхностью моря. Расчет акустического давления, обусловленного объемной реверберацией, обычно проводится по несложным формулам вида [1]:

$$p(t) = \text{const} \cdot 10^{-0,1\beta t} / t, \quad (1)$$

где  $\beta$  – коэффициент ослабления звука в воде,  $t$  – время, а константа включает в себя коэффициент обратного объемного рассеяния  $m_v$ . При этом совершенно не учитывается непрямолинейность распространения звука в воде в связи с изменением его скорости с глубиной. С другой стороны, в литературе по гидроакустике неоднократно подчеркивалась аналогия между морской реверберацией и рассеянием света [1], а распространение электромагнитных и других излучений в морской среде хорошо описывается с помощью моделей основанных на имитационной разновидности метода Монте-Карло [2]. Кроме того, с математической точки зрения реверберация обычно рассматривается как случайный процесс, что также является основанием для применения

данном случае метода Монте-Карло. В настоящей работе рассмотрено применение такого рода модели для расчета объемной реверберации.

По своей природе рассеяние звука на неоднородности в объеме воды аналогично излучению вторичного кванта (например флуоресцентного) при поглощении атомом солевого состава морской воды кванта первичного излучения. Как и при моделировании процесса рентгено-флуоресцентного анализа морской воды [3], будем считать, что центры вторичного излучения равномерно распределены в объеме воды. При активации они изотропно излучают акустические волны, причем в единицу телесного угла излучается акустическая энергия, которая по отношению к падающему на них первичному излучению составляет величину  $\Delta r \cdot m_v$ , где  $\Delta r$  – размер неоднородности. Модель удобно строить в лучевом приближении, при этом коэффициент обратного объемного рассеяния  $m_v$  можно интерпретировать как долю энергии звукового луча, расходуемую на объемную реверберацию на единице длины траектории луча. Задача состоит в расчете функции, описывающей изменение реверберационной помехи со временем для заданного профиля скорости звука и параметров излучателя (диаграмма направленности, глубина, частота и др.). Для моделирования формы реверберационного «шлейфа» на приемнике излучения необходимо учитывать время прохождения лучом той или иной точки его траектории. Таким образом, в отличие от задачи построения обычной лучевой картины в данном случае необходимо более полно описывать «судьбу» каждого луча – рассчитывать время прохождения разных точек траектории («возраст») и интенсивность акустической волны, которая меняется за счет рассеяния и поглощения части энергии в водной толще и при отражении от дна и поверхности воды. При этом изменение интенсивности звука в распространяющейся волне за счет фокусировки или дефокусировки прямо не учитывается – оно оценивается по плотности прохождения лучей уже после построения лучевой картины в целом [4]. В этом смысле в местах схождения лучей будет просто больше центров вторичного излучения на единицу площади лучевой картины.

В работе [5] описан алгоритм расчета акустического поля по методу Монте-Карло. Исходной информацией служит профиль скорости звука, который задается по данным CTD-зондирования. Как правило, эти данные позволяют построить профиль с разрешением 1 м, в связи с чем при моделировании «судьбы» отдельного луча весь интервал глубин разбивается на слои толщиной 1 – 5 м, в пределах которых скорость звука считается постоянной. Таким образом, траектория луча представляет собой ломаную линию, причем изменение его направления происходит только на границе слоев. Значения начального угла скольжения  $\varphi$  и координаты излучателя в плоскости  $xz$  задаются. В ходе математического моделирования траектории луча новое значение угла скольжения рассчитывается по закону Снеллиуса на каждой границе между слоями:

$$\cos \varphi_{i+1} / \cos \varphi_i = c_{i+1} / c_i, \quad (2)$$

где  $c_{i+1}$  и  $c_i$  – значения скорости звука в соответствующих слоях. При этом длина отрезка траектории луча в пределах  $i$ -го слоя рассчитывается как

$$\Delta l_i = d_i / \sin \varphi_i, \quad (3)$$

где  $d_i$  – толщина  $i$ -го слоя. Соответственно на преодоление данного отрезка траектории луча уходит время

$$\Delta t_i = \Delta l_i / c_i, \quad (4)$$

а интенсивность звука уменьшается на  $\beta \cdot \Delta l_i$  дБ, где  $\beta$  – коэффициент ослабления звука в воде в дБ/м. Поэтому если до вхождения в  $i$ -й слой интенсивность равнялась  $I_i$ , то на выходе из него

$$I_{i+1} = I_i \cdot 10^{-0,1\beta \Delta l_i}. \quad (5)$$

Поскольку отрезки  $\Delta l_i$  достаточно малы, можно считать, что переизлучение рассеянного звука происходит из одной точки данного отрезка. Ее координаты разыгрывались в соответствии с равномерным распределением. Объемная реверберация, вообще говоря, моделируется в виде новых лучей, которые выходят из заданной точки в разных направлениях и траектории которых прослеживаются независимо от дальнейшей траектории первичного луча. Их интенсивность пропорциональна  $m_v \Delta l_i \cdot I_i$ , а «возраст» продолжает отсчет времени первичного луча с момента переизлучения. В ходе численного эксперимента определяется диапазон начальных углов скольжения вторичных лучей  $\Delta \varphi$ , траектории которых достигают антенны. В связи с трехмерностью картины это позволяет учесть дефокусировку вторичных лучей путем домножения их интенсивности в месте попадания на антенну на величину  $\Delta \varphi$ , выраженную в радианах. Поскольку телесный угол, под которым антенна видна из точки рассеяния, может быть весьма мал, это потребует прослеживания траекторий лучей с разрешением по углам скольжения  $\sim 10^{-5}$  рад на дистанции 1 км, что соответствует сотням тысяч вторичных лучей для каждой точки рассеяния. Нетрудно, однако, понять, что за исключением областей каустик (конвергенции лучей) из вторичных лучей на гидрофон попадут только те лучи, направление выхода которых из точки рассеяния близко к тому, откуда первичный луч пришел в данную точку своего рассеяния. Поэтому в первом приближении уровень реверберационной помехи непосредственно на гидрофоне можно оценить, прослеживая из

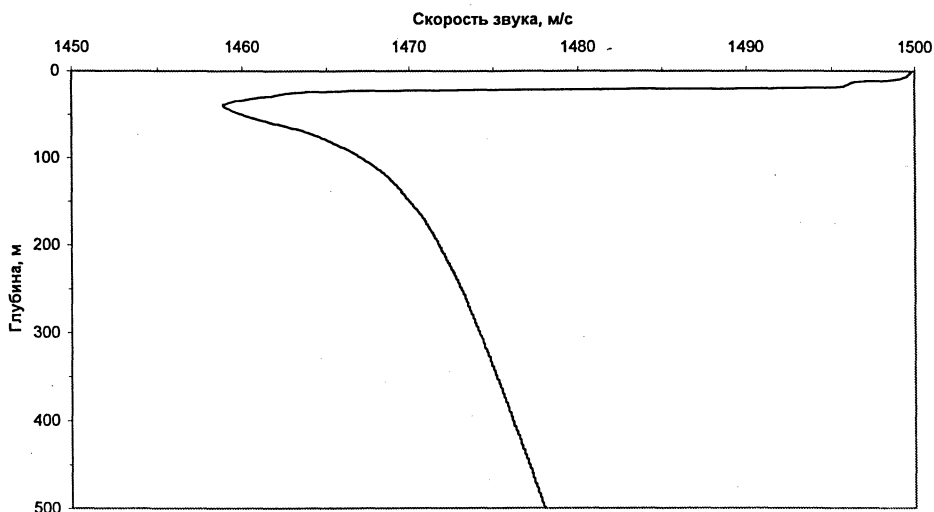
каждой точки рассеяния лишь одну траекторию вторичного луча, которая повторяет траекторию первичного луча в обратном направлении. Точно так же отраженный от подводного объекта сигнал вернется строго к излучателю, если будет распространяться по траектории первичного луча (это возможно при условии, что первичный луч падал по нормали к отражающей поверхности). Следует отметить, что в отличие от ядерных излучений к акустическим волнам, строго говоря, не применим корпускулярно-волновой дуализм. В этом смысле лучевая картина – просто удобный способ интерпретации результатов расчетов акустического поля. Здесь уместна аналогия с картиной изолиний на гидрологическом разрезе. Основной физический смысл имеет плотность прохождения лучей (изолиний), а не конкретные координаты данной точки траектории. Чтобы учесть эффект дефокусировки вторичных лучей при удалении от точки рассеяния, их статистический вес нормировался на фактор  $r^{-2}$ , где  $r$  – расстояние от излучателя до точки рассеяния со случайными координатами  $x$  и  $z$ , лежащей на рассматриваемом отрезке луча:

$$r^2 = (x - x_0)^2 + (z - z_0)^2. \quad (6)$$

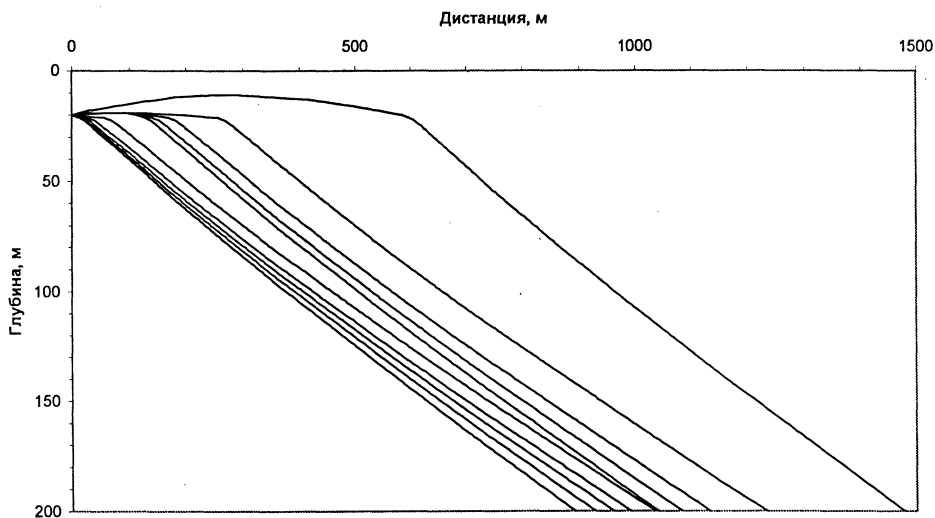
Здесь  $x_0$  и  $z_0$  – координаты излучателя. Таким образом, из каждого пересекемого первичным лучом слоя на гидрофон попадает один вторичный луч. По мере удаления от гидрофона статистический вес первичного луча убывает, уменьшается и соответствующая интенсивность звука за счет поглощения акустической энергии вдоль траектории. Поэтому устанавливалось пороговое значение  $W_{\text{пор}}$ , и объемное рассеяние первичного луча не рассматривалось при слишком малом  $W = I/r^2$ :

$$W < W_{\text{пор}}. \quad (7)$$

Сам реверберационный фон моделировался как функция  $p(t)$ , описывающая изменение акустического давления на гидрофон. Ее значение для разных моментов времени  $t$  определялось суммированием сигналов от всех вторичных лучей, пришедших на гидрофон за интервал времени  $(t, t + \Delta t)$ . Результирующее эффективное значение акустического давления в связи с некогерентностью источников рассеянного излучения определяется геометрической суммой сигналов [6], т.е. нужно складывать квадраты давления и потом из этой суммы брать квадратный корень. Но  $W$  пропорционально интенсивности звука, а значит, – и  $p^2$ , поэтому для каждой градации времени суммировались соответствующие значения  $W$  по всем лучам, и в конце расчетов выводилось значение  $\sqrt{W}$ , пропорциональное давлению.

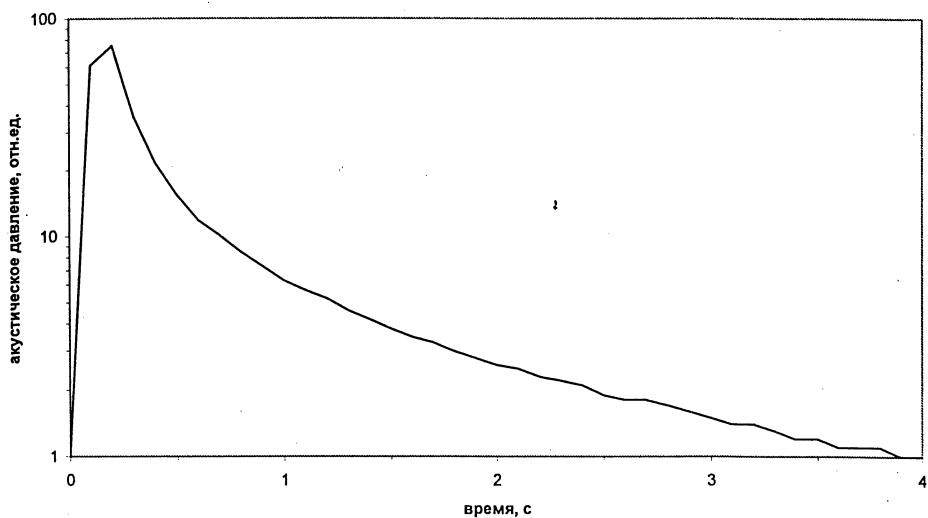


*a*

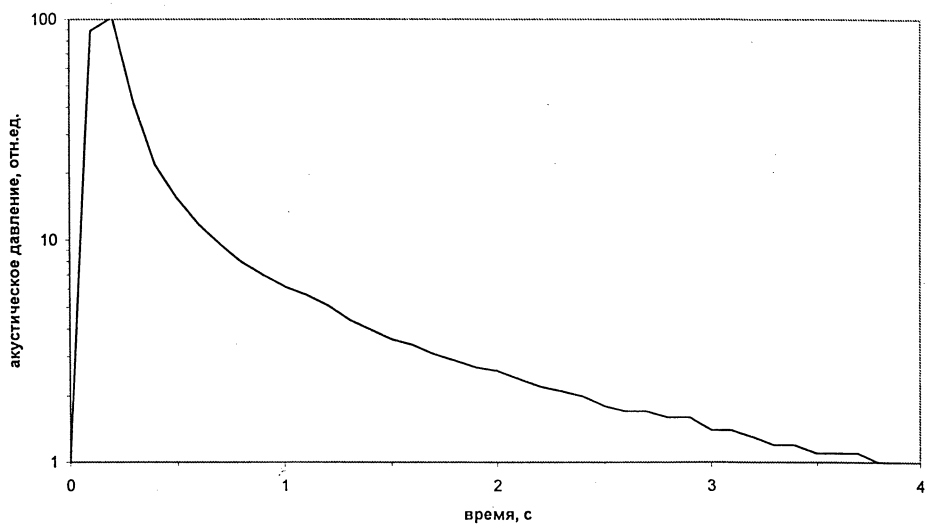


*б*

**Р и с. 1.** Профиль скорости звука, построенный по данным CTD-зондирования – *a*, и соответствующая лучевая картина, рассчитанная по методу Монте-Карло, – *б*

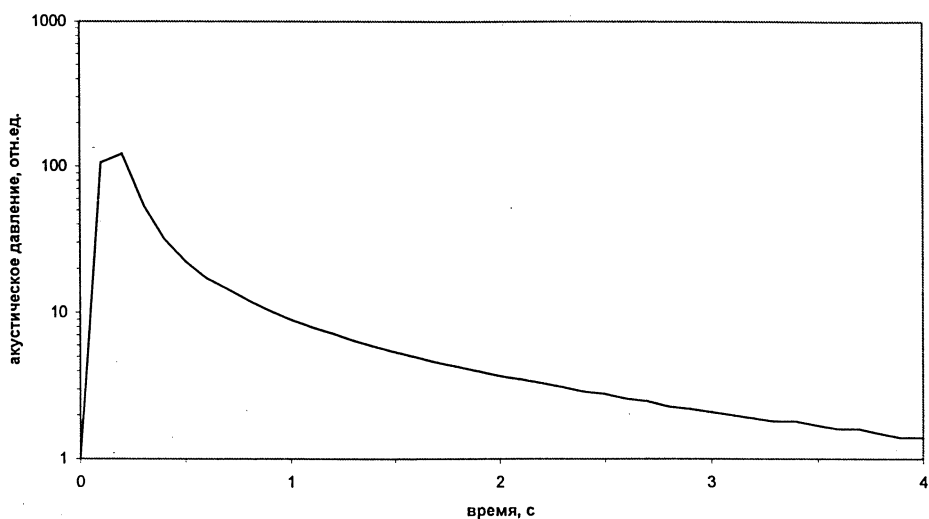


*a*

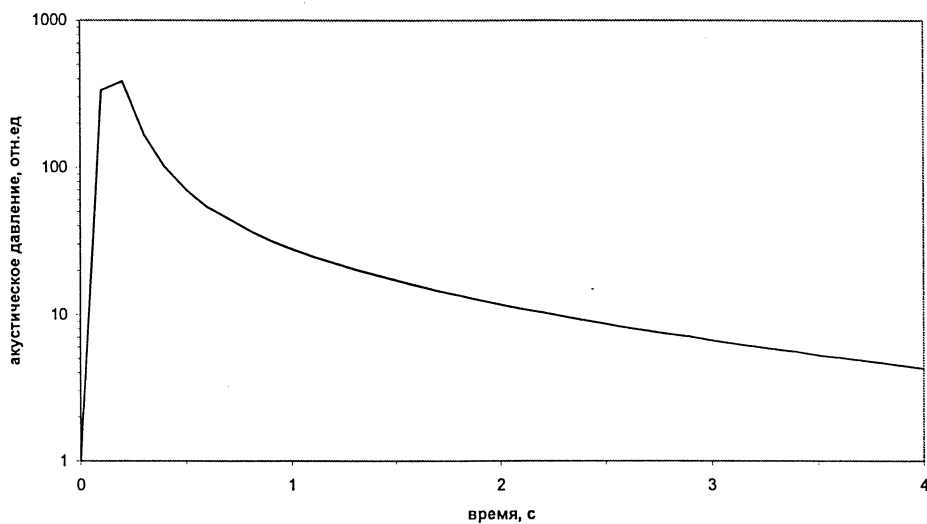


*б*

Р и с. 2. Зависимость объемной реверберации от глубины: *a* – при  $z_0 = 20$  м, *б* – при  $z_0 = 5$  м



*a*



*б*

**Р и с. 3.** Результаты расчета реверберации при ширине диаграммы направленности  $20^\circ$  и  $z_0 = 20$  м: *a* – однородно распределенные рассеиватели, *б* – наличие звукорассеивающего слоя

Как показали численные эксперименты, получаемый при этом реверберационный сигнал существенно зависит от конкретных гидрологических условий, глубины, на которой находится излучатель, ширины диаграммы направленности антенны, частоты звука и других параметров. На рис. 1, а приведен профиль скорости звука, построенный по данным CTD-зондирования для глубоководной части Черного моря в начале октября, на рис. 1, б показана соответствующая лучевая картина, полученная при ширине диаграммы направленности антенны  $10^\circ$  и  $z_0 = 20$  м. Соответствующий ей реверберационный сигнал, рассчитанный по модели, приведен на рис. 2 при частоте 10 кГц и длительности импульса 0,15 с. При моделировании учитывались 20 лучей, выходящих из начальной точки с углами скольжения  $0,5 - 5^\circ$  вверх и вниз. Расчет проводился с разрешением по времени  $\Delta t = 0,1$  с, вклад каждого центра рассеяния в соответствующую градацию  $(t, t + \Delta t)$  считался пропорциональным  $\tau / \Delta t$ , где  $\tau$  – длительность импульса вторичного излучения, приходящаяся на эту градацию. Зависимость  $p(t)$  хорошо согласуется с данными измерений [6]. Видно, что интенсивность и форма реверберационного сигнала существенно меняются при изменении глубины излучателя, особенно в первую секунду. Как показали численные эксперименты, заметное влияние оказывает также ширина диаграммы направленности (рис. 3). На рис. 2 и 3 значения эффективного акустического давления приведены в относительных единицах. Расчет в абсолютных единицах требует полной информации о размерах рассеивателей для того, чтобы оценить, какая часть энергии излучателя расходуется на рассеяние. Обычно же известны лишь средние по объему характеристики рассеивателей, которые задают через коэффициенты объемного рассеяния  $K_v$  и  $m_v$ . Кроме того, как и в случае вторичных лучей, этот подход требует расчета с высоким разрешением по углам скольжения первичных лучей, что достигается только прослеживанием траекторий  $\sim 10^6$  лучей. Принципиально это возможно, но требует больших вычислительных ресурсов. Задание  $m_v$  как функции глубины позволяет учесть влияние звукорассеивающих слоев, в которых объемное рассеяние звука намного сильнее, чем на других глубинах. На рис. 3, б приведены результаты расчета для случая, когда на глубине 100 – 150 м задавался такой слой с десятикратным повышением значения  $m_v$ . Модель тривиально обобщается на случай поверхностной и донной реверберации, что является темой отдельного исследования. Предложенная модель позволяет, очевидно, решать и обратную задачу – оценивать распределение скорости звука и рассеивающих частиц в ближней зоне акустической освещенности по величине объемной реверберации.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ольшевский В.В.* Статистические свойства морской реверберации. – М.: Наука, 1966. – 203 с.
2. *Дегтерев А.Х., Рябинин А.И., Филиппов Е.М.* Ядерно-физические исследования в океанографии. – М.: Гидрометеиздат, 1991. – 279 с.
3. *Дегтерев А.Х., Филиппов Е.М.* Рентгено-флуоресцентный анализ морской воды // Журнал прикладной спектроскопии. – 1982. – 37, вып. 2. – С. 256 – 261.
4. *Матвиенко В.Н., Тарасюк Ю.Ф.* Дальность действия гидроакустических средств. – Л.: Судостроение, 1976. – 197 с.
5. *Дегтерев А.Х., Ковальский В.С.* Лучевая имитационная модель распространения звука в морской среде // Системы контроля окружающей среды. – Севастополь: МГИ НАН Украины, 2004. – С. 155 – 158.
6. *Таранов Э.С., Тюрин А.М., Сташкевич А.П.* Гидроакустические измерения в океанологии. – Л.: Гидрометеиздат, 1972. – 325 с.

Морской гидрофизический институт НАН Украины,  
Севастополь

Материал поступил  
в редакцию 16.01.06  
После доработки 17.04.06

**ABSTRACT** Numerical model for calculating sound volumetric scattering in the sea is proposed. It is based on computer plotting of the sound ray paths for primary and secondary (scattered) rays. The secondary ray intensity is preset by the backward scattering coefficient that is interpreted as a part of acoustic energy re-scattered on a unit of the primary ray length. It is shown that in the first approximation it is quite enough to consider the secondary rays repeating the trajectory of the primary ones in the backward direction. Sound intensity attenuation along the trajectories of primary and secondary rays is taken into account. The results of simulating the reverberation signal as a time function for various conditions (antenna depth, width of the direction diagram, presence of sound scattering layers) are represented. The conclusion is drawn that this approach can be used for modeling surface and bottom reverberation, and for solving hydro-acoustic inverse problems.