

## Теоретическая модель подводного акустического высотомера

В.Ю. Караев, Ю.А. Титченко, Е.М.Мешков

*Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, ул. Ульянова, д.46  
volody@hydro.appl.sci-nnov.ru*

*Рассмотрена задача измерения высоты волнения подводной акустической системой. Впервые в акустике предлагается использовать тот же принцип измерения высоты волнения, который применяется в радиолокационном высотомере. В результате проведенного исследования получена формула для формы отраженного импульса для ультразвукового гидролокатора с широкой симметричной диаграммой направленности антенны. Разработан алгоритм восстановления высоты волнения по форме отраженного импульса. Численное моделирование подтвердило работоспособность акустического высотомера.*

*The problem of measurement of significant wave height of sea waves by the underwater acoustic system was considered. The first time is offered to use the same principle of measurement of significant wave height in acoustics as which is applied in the radar altimeter. In result of the fulfilled research the formula for a form of the reflected impulse for the ultrasonic sonar with the wide symmetric antenna beam was received. Retrieval algorithm of the significant wave height using the a form of the reflected impulse was developed. Numerical modeling confirmed precision of the acoustic altimeter.*

### Введение

Информация о поверхностном волнении необходима для решения различных задач, связанных с метеорологией и океанологией. Для измерения высоты морского волнения используются космические радиоальтиметры и морские буи.

В ходе проведенных ранее исследований была разработана концепция подводного доплеровского акустического волнографа [1]. Новый прибор сможет измерить ключевые характеристики волнения и для определения параметров волнения используется сечение обратного рассеяния и ширина доплеровского спектра.

Высота волнения не оказывает непосредственного влияния на спектральные и энергетические характеристики отраженного сигнала, поэтому она не восстанавливается при использовании данной схемы измерения.

Для определения высоты волнения необходимо измерять характеристику отраженного сигнала, которая зависит от высоты волнения. В космическом радиоальтиметре (радиовысотомере) для измерения высоты волнения используется форма отраженного импульса. Разработанный алгоритм позволяет восстанавливать высоту значительного волнения по переднему фронту отраженного импульса и ошибка измерения высоты значительного волнения не превосходит 10% или 0,5 м (что больше).

Для измерения высоты волнения необходимо добавить в акустический волнограф канал измерения высоты волнения, который назовем акустическим высотомером.

Известны подводные акустические системы (ADCP), способные измерять спектр орбитальных скоростей (спектр высот) морского волнения. Недостатком прибора является большой размер элемента разрешения на поверхности, что приводит к измерению только крупных волн – с длиной волны в несколько раз больше элемента разрешения. В частности, отсечка частотного спектра, восстанавливаемого по данным такой акустической системы, равна 0,5 Гц или 6 м. Отсечка морских NDBC буев равна примерно 0,47 Гц (длина волны около 7 м).

В данной работе рассмотрен принцип работы подводного акустического высотомера. Построена теоретическая модель формы отраженного импульса с учетом особенностей схемы измерения, проведено моделирование и предложен алгоритм определения высоты значительного волнения по форме отраженного импульса.

### Обратное рассеяние акустических волн взволнованной водной поверхностью

Рассмотрим обратное рассеяние акустических волн морской поверхностью при малых углах падения. В такой постановке задача хорошо исследована, например, [2], поэтому просто сформулируем постановку задачи с учетом особенностей рассматриваемого случая и приведем конечные формулы для формы отраженного импульса.

На рис. 1. приведена схема измерения. Акустический излучатель расположен под водой на глубине  $H_0$  и ориентирован вертикально вверх. Направление распространения волнения  $\psi_0$  отсчитывается от оси  $X$ .

Диаграмма направленности антенны  $G(\vec{r})$  предполагается симметричной и гауссовой с шириной  $\delta$  по уровню половинной мощности. Текущая точка на рассеивающей площадке имеет координаты  $(x, y, \zeta)$ , где  $\zeta(\vec{r}, t)$  - случайная функция, описывающая крупномасштабное волнение,  $R$  - соответствующая наклонная дальность до точки отражения.

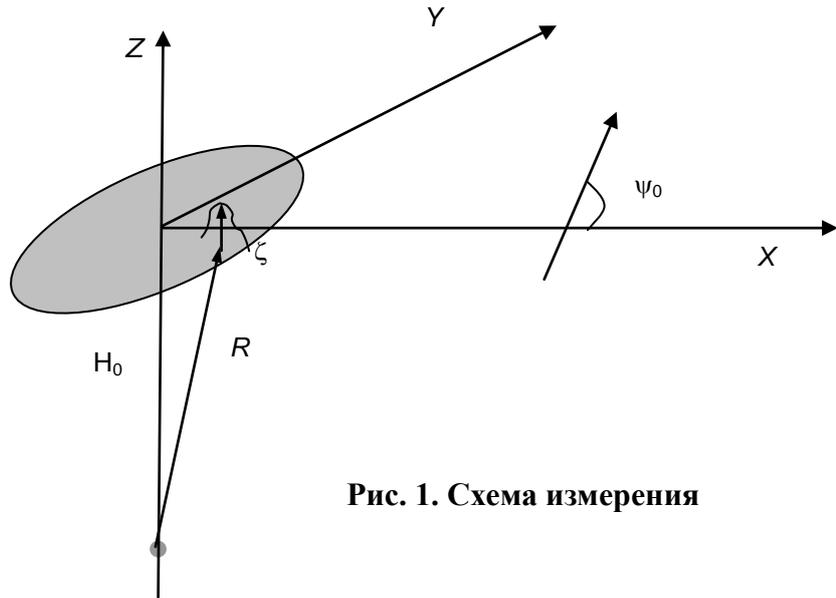


Рис. 1. Схема измерения

В приближении метода Кирхгофа комплексная амплитуда рассеянного акустического поля имеет следующий вид [2]:

$$U(t) = \frac{k \cdot V_{\text{эфф}}}{i\pi H_0 s} \int U_0 \cdot \exp[-2ikR] G(\vec{r}) d\vec{r}, \quad (1)$$

где  $U_0$  - амплитуда падающей волны вблизи рассеивающей поверхности,

$V_{\text{эфф}}$  - эффективный коэффициент отражения, учитывающий влияние мелкой ряби,

$k = 2\pi/\lambda$  - волновое число падающей волны.

Последующие преобразования аналогичны тем, которые использовались, например в [3], и сечение обратного рассеяния примет следующий вид:

$$\sigma_0 = \frac{2,76 \cdot |V_{\text{эфф}}|^2}{\pi \cdot H_0^2 \delta^2 \sqrt{\sigma_{xx}^2 \sigma_{yy}^2}} \times \iint \exp[-A_x x^2 - A_y y^2] dx dy, \quad (2)$$

где  $A_x = \frac{1}{2\sigma_{xx}^2 H_0^2} + \frac{5,52}{\delta^2 H_0^2}$ ,  $A_y = \frac{1}{2\sigma_{yy}^2 H_0^2} + \frac{5,52}{\delta^2 H_0^2}$

Обозначим  $I_0$  интеграл в формуле (2). Для вычисления интеграла надо перейти в полярную систему координат  $(\rho, \varphi)$  и после интегрирования по  $\rho$  получим:

$$I_0(\rho_0) = \int \frac{(1 - \exp[-\rho_0^2 (A_x \cos^2 \varphi + A_y \sin^2 \varphi)])}{2(A_x \cos^2 \varphi + A_y \sin^2 \varphi)} d\varphi, \quad (3)$$

где  $\rho_0$  - текущее значение радиуса.

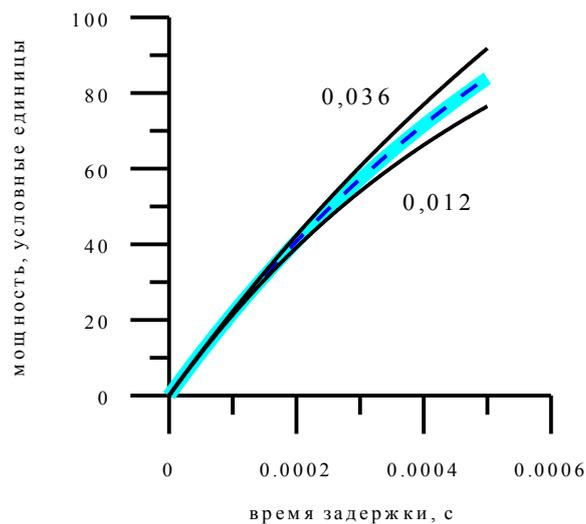
Пределы интегрирования по углу лежат в интервале от 0 до  $2\pi$ .

В общем случае волнение является анизотропным и дисперсии наклонов не равны, т.е.  $\sigma_{xx}^2 \neq \sigma_{yy}^2$ . В аналитическом виде интеграл (3) для анизотропного волнения не вычисляется. Вместо анизотропного волнения рассмотрим два изотропных состояния с дисперсиями наклонов равными  $\sigma_{xx}^2$  и  $\sigma_{yy}^2$ . Для каждого изотропного волнения находится точное решение и для аппроксимации формы переднего фронта отраженного импульса в случае анизотропного волнения предлагается использовать их сумму:

$$I_0(\rho_0) = 0,5 \cdot [I_x(\rho_0) + I_y(\rho_0)], \quad (4)$$

где  $I_x(\rho_0) = \frac{\pi}{A_x} (1 - \exp[-A_x \rho_0^2])$  и  $I_y(\rho_0) = \frac{\pi}{A_y} (1 - \exp[-A_y \rho_0^2])$ .

На рис. 2. приведено сравнение точной зависимости (интеграл берется численно по формуле (3)) с аппроксимацией по формуле (4). Точное решение показано на рисунке «толстой» светлой кривой, а приближенное – пунктиром. Вычисления проведены для диаграммы направленности  $\delta = 30^\circ$  и дисперсии наклонов  $\sigma_{xx}^2 = 0,036$  и  $\sigma_{yy}^2 = 0,012$ .



**Рис. 2. Зависимость принимаемой мощности от времени: верхняя кривая построена для дисперсии наклонов 0,036, нижняя – для дисперсии наклонов 0,012 (изотропное волнение). Ширина диаграммы направленности  $30^\circ$ . Точная зависимость (3) нанесена толстой линией, а пунктиром показана аппроксимация (4).**

Из рисунка видно, что точное решение и предложенная аппроксимация близки и, следовательно, может использоваться в дальнейших преобразованиях вместо точного решения.

Перейдем в формулах от пространственной к временной зависимости. Радиус внешней границы пятна засветки  $\rho_0$ , а расстояние до точки отражения  $R$ . В результате получим следующее выражение для формы переднего фронта отраженного импульса:

$$I_0(\tau) = 0,5 \left[ \frac{\pi}{A_x} (1 - \exp[-A_x c \tau \cdot H_0]) + \frac{\pi}{A_y} (1 - \exp[-A_y c \tau \cdot H_0]) \right] = 0,5 (I_x(\tau) + I_y(\tau)). \quad (5)$$

При временах  $\tau > \tau_u$  начинает формироваться задний фронт отраженного импульса для случая плоской поверхности. В центре появляется «незасвеченный» участок, радиус которого зависит от времени. Следовательно, формулу для заднего фронта отраженного импульса  $I_1(\tau > \tau_u)$  можно представить в следующем виде:

$$I_1(\tau) = 0,5[I_x(\tau) \cdot (1 - \exp[-A_x c \tau_u \cdot H_0]) + I_y(\tau) \cdot (1 - \exp[-A_y c \tau_u \cdot H_0])] . \quad (6)$$

### Форма отраженного акустического импульса

При переходе от плоской поверхности к реальной взволнованной водной поверхности произойдет изменение формы отраженного импульса. Отражение от гребней будет начинаться раньше, а от впадин отраженный сигнал придет позднее. В результате изменится длительность переднего фронта отраженного импульса и можно будет измерить высоту волнения.

Для нахождения средней формы отраженного импульса необходимо выполнить усреднение по высоте волнения. Функция распределения отклонений поверхности от среднего уровня является гауссовой с дисперсией высот  $\sigma_\zeta^2$  и окончательная формула для формы отраженного импульса с учетом высоты волнения примет следующий вид:

$$F(\tau) = F_1(\tau) + F_2(\tau) - F_3(\tau) , \quad (7)$$

где функции  $F_1(\tau)$ ,  $F_2(\tau)$ ,  $F_3(\tau)$  представляют из себя сумму «х» и «у» составляющих, например,  $F_1(\tau) = F_{1x}(\tau) + F_{1y}(\tau)$  и

$$\begin{aligned} F_{1x} &= 0,5 \cdot \sigma_{0x} (\exp[-A_x H_0 \cdot c \tau_u] - 1) \times \exp[-A_x H_0 \cdot c \tau + 2\sigma_\zeta^2 A_x^2 H_0^2] \times \\ &\quad \times \left[ 1 - \Phi \left( A_x H_0 \sqrt{2\sigma_\zeta^2} + \frac{(\tau_u - \tau) \cdot c}{2\sqrt{2\sigma_\zeta^2}} \right) \right] , \\ F_{2x} &= 0,5 \cdot \sigma_{0x} \left( \Phi \left( \frac{(\tau_u - \tau) \cdot c}{2\sqrt{2\sigma_\zeta^2}} \right) + \Phi \left( \frac{\tau \cdot c}{2\sqrt{2\sigma_\zeta^2}} \right) \right) \\ F_{3x} &= 0,5 \cdot \sigma_{0x} \exp[-A_x H_0 c \tau + 2\sigma_\zeta^2 A_x^2 H_0^2] \times \\ &\quad \times \left( \Phi \left( A_x H_0 \sqrt{2\sigma_\zeta^2} + \frac{(\tau_u - \tau) \cdot c}{2\sqrt{2\sigma_\zeta^2}} \right) - \Phi \left( A_x H_0 \sqrt{2\sigma_\zeta^2} - \frac{\tau \cdot c}{2\sqrt{2\sigma_\zeta^2}} \right) \right) \end{aligned}$$

Формулы для «х» и «у» составляющих структурно выглядят похоже и переходят друг в друга заменой индекса «х» на «у», поэтому выше они приведены только для  $F_x$ .

На рис. 3. показана зависимость формы отраженного импульса от высоты значительного волнения. Вычисления выполнены для дисперсии наклонов 0,012 и 0,018, ширины диаграммы направленности  $30^\circ$  и следующих высот значительного: 0,5 м, 1 м, 2 м, 3 м, 4 м, 5 м и 6 м.

### Измерение высоты волнения

В данной работе воспользуемся простейшим вариантом алгоритма для оценки высоты значительного волнения, использующего длительность переднего фронта отраженного импульса.

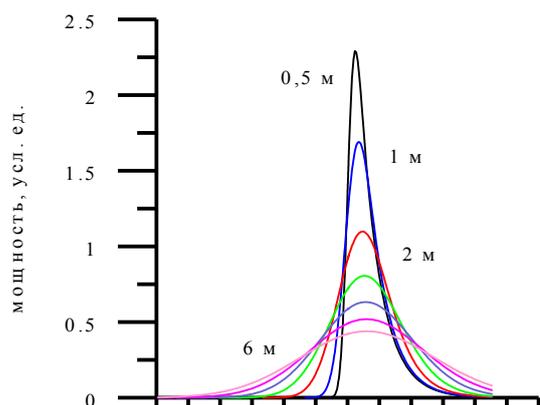
Передний фронт отраженного импульса заканчивается при условии достижения

максимума и для оценки высоты значительного волнения  $H_s$  по длительности переднего фронта отраженного импульса  $\tau$  будем использовать следующую формулу:  $H_g = 0,5 \cdot c \tau$ . Сравнение вычисленной высоты значительного волнения с истинными значениями приведено на рис. 4.

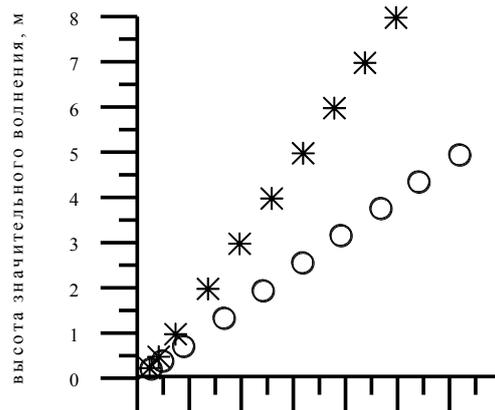
Из рисунка видно, что связь восстановленной высоты значительного волнения  $H_g$  и исходной  $H_s$  близка к линейной и может быть описана следующим уравнением:

$$H_s = -0,164 + 1,6333 H_g$$

Сравнение вычисленной высоты значительного волнения с истинными значениями приведено на рис. 4.



**Рис. 3. Зависимость формы отраженного импульса от высоты значительного волнения. Высота волнения принимает следующие значения: 0,5 м, 1 м, 2 м, 3 м, 4 м, 5 м, 6 м. Глубина погружения 50 м, дисперсия наклонов 0,012 и 0,018, ширина диаграммы направленности антенны 30°.**



**Рис. 4. Сравнение высоты волнения восстановленной по длительности переднего фронта отраженного импульса, с исходными значениями: кружками показаны значения для уровня сигнала 5% от максимума, звездочками – 1%.**

### Заключение

Рассмотрена задача измерения высоты волнения подводным акустическим высотомером и в качестве прототипа выбран радиолокационный высотомер. Получено выражение для формы отраженного импульса подводного ультразвукового высотомера с широкой диаграммой направленности излучателя и приемника для анизотропного волнения. Разработан алгоритм измерения высоты волнения по форме отраженного импульса. Коэффициенты зависят от многих параметров, среди которых основными являются глубина погружения, ширина диаграммы направленности, длительности зондирующего импульса. Формула должна уточняться при изменении схемы измерений и параметров акустической системы.

*Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 13-05-00852а) и программой ОФН РАН «Радиофизика».*

### Литература

1. Караев В.Ю., Каневский Е.М., Мешков Е.М., Измерение параметров поверхностного волнения подводными акустическими системами: обсуждение концепции прибора, Известия ВУЗов, сер. Радиофизика, 2010, т. 53, N 9-10, стр. 634-645.
2. Басс Ф.Г., Фукс И.М., Рассеяние волн на статистически шероховатой поверхности, 1972, М.: Наука, 424 с., 1972.

3. В.Ю. Караев, Е.М. Мешков, Оценка влияния сферичности Земли на форму отраженного радиолокационного импульса для ножевой диаграммы направленности антенны при надирном зондировании морской поверхности, Сборник научных статей "Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса", 2012, т.9, N 1, стр. 240-246