

УДК 528.8+551.46.086

ПОДВОДНЫЙ АКУСТИЧЕСКИЙ ВЫСОТОМЕР

В. Ю. Кареев, Е. М. Мешков, Ю. А. Титченко*

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

Построена модель для определения формы отражённого импульса при вертикальном зондировании морской поверхности подводным ультразвуковым гидролокатором с широкой диаграммой направленности антенны. Проведено исследование зависимости формы отражённого импульса от параметров подводного акустического высотомера и схемы измерения. Разработан алгоритм восстановления высоты волнения, входным параметром которого является длительность переднего фронта отражённого импульса. Численным моделированием подтверждена его эффективность. В полученную формулу для высоты волнения входят коэффициенты, зависящие от многих параметров, среди которых основными являются глубина погружения, ширина диаграммы направленности и длительность зондирующего импульса. Поэтому она должна уточняться при изменении схемы измерений и параметров акустической системы.

ВВЕДЕНИЕ

Для измерения параметров морского волнения была разработана концепция подводного доплеровского акустического волнографа [1–3]. Этот прибор сможет измерить ключевые характеристики волнения: дисперсию наклонов в двух взаимно перпендикулярных направлениях, дисперсию вертикальной составляющей орбитальной скорости и коэффициенты корреляции наклонов и вертикальной составляющей орбитальной скорости. Для определения параметров волнения используется сечение обратного рассеяния и ширина доплеровского спектра. Отметим, что в данном случае не требуется калибровка по мощности, т. к. в разработанные алгоритмы входят относительные значения измеряемых величин.

Высота волнения не оказывает непосредственного влияния на процесс обратного рассеяния (т. е. на спектральные и энергетические характеристики отражённого сигнала), поэтому она не восстанавливается при использовании данной схемы измерения. В то же время она является одним из важнейших параметров, характеризующих волнение. Поэтому желательно, чтобы новый подводный акустический волнограф умел измерять высоту волнения.

Задача измерения высоты значительного волнения успешно решается современными космическими радиоальтиметрами (радиовысотомерами) [4–6]. Известная теоретическая модель описывает форму отражённого импульса для таких радиолокаторов [7, 8]. Разработанный на её основе алгоритм позволяет восстанавливать высоту значительного волнения по переднему фронту отражённого импульса. Сравнение с данными контактных измерений показало хорошую точность этого алгоритма: ошибка измерения высоты значительного волнения не превосходит большую из двух величин: 10 % от измеренного значения и 0,5 м [5].

В космическом радиовысотомере используется антенна с узкой диаграммой направленности. Диаметр пятна «засветки» радиовысотомера лежит в интервале примерно от 4 до 10 км в зависимости от интенсивности волнения.

Для измерения высоты волнения с самолёта была разработана концепция радиолокатора с широкой диаграммой направленности антенны [9, 10]. Численное моделирование подтвердило теоретические выводы о том, что модифицированный самолётный радиовысотомер сможет измерять

* volody@hydro.appl.sci-nnov.ru

не только высоту значительного волнения, но и дисперсию наклонов крупномасштабного (по сравнению с длиной волны радиолокатора) волнения.

В связи с этим применим к измерению высоты волнения подход, хорошо зарекомендовавший себя в радиолокации, т. е. добавим в подводный доплеровский акустический волнограф отдельный канал для измерения высоты волнения. В дальнейшем будем называть этот канал акустическим высотомером.

Известны подводные акустические системы (ADCP), способные измерять спектр орбитальных скоростей (спектр высот) морского волнения, см. например [11–13]. Их недостатком является большой размер элемента разрешения на поверхности, что приводит к возможности измерения характеристик только крупных волн, длины которых в несколько раз больше элемента разрешения. В частности, отсечка частотного спектра, восстанавливаемого по данным такой акустической системы, равна 0,5 Гц или 6 м [11]. Отсечка морских NDBC-буев равна примерно 0,47 Гц (что соответствует длине волны около 7 м [14]).

В данной работе рассмотрен принцип измерения высоты морских волн с применением подводного акустического высотомера. Построена теоретическая модель для нахождения формы отражённого импульса с учётом особенностей акустического сигнала и схемы измерения, проведено моделирование и обсуждаются алгоритмы определения высоты значительного волнения по форме отражённого импульса. В результате проведённого исследования сформулированы требования к новому каналу подводного акустического волнографа, предназначенному для измерения высоты волнения.

1. ОБРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН ВЗВОЛНОВАННОЙ ВОДНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

Рассмотрим обратное рассеяние акустических волн морской поверхностью при малых углах падения. В такой постановке эта задача хорошо исследована (см. например, [15–17]), поэтому просто сформулируем её постановку с учётом особенностей рассматриваемого случая и приведём конечные формулы для формы отражённого импульса. Для сохранения единства обозначений в радиолокационной и акустической задачах воспользуемся обозначениями, которые использовались в наших работах [18, 19]. Предлагаемая акустическая система является аналогом радиолокационного высотомера, поэтому такой выбор вполне обоснован.

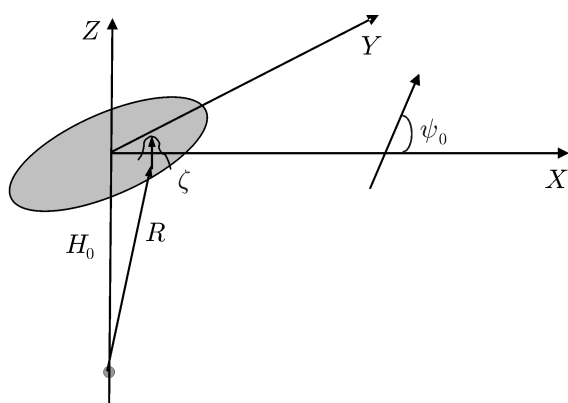


Рис. 1. Схема измерений

На рис. 1 приведена схема измерения. Акустический излучатель расположен под водой на глубине H_0 и ориентирован вертикально вверх. Направление распространения волнения ψ_0 отсчитывается от оси X .

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

В приближении метода Кирхгофа комплексная амплитуда рассеянного акустического поля имеет следующий вид [1, 15]:

$$U(t) = \frac{kV_{\text{эфф}}}{i\pi H_0} \int_S U_0 \exp(-2ikR) G(\mathbf{r}) \, d\mathbf{r}, \quad (1)$$

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.

Функция $G(\mathbf{r})$ задаёт распределение амплитуды падающего поля на рассеивающей площадке S и при вертикальном зондировании имеет следующий вид [8]:

$$G(\mathbf{r}) = \exp \left[-1,38 \left(\frac{x^2}{H_0^2 \delta^2} + \frac{y^2}{H_0^2 \delta^2} \right) \right]. \quad (2)$$

По определению корреляционная функция отражённого акустического сигнала вычисляется по формуле $K(\tau) = \langle U(t+\tau)U^*(t) \rangle$, где индекс «*» означает комплексно-сопряжённую величину, угловые скобки — статистическое усреднение по рассеивающей поверхности.

Последующие преобразования аналогичны тем, которые использовались, например, в [19, 20]. В результате сечение обратного рассеяния принимает вид

$$\sigma_0 = \frac{2,76 |V_{\text{эфф}}|^2}{\pi H_0^2 \delta^2 \sqrt{\sigma_{xx}^2 \sigma_{yy}^2}} \iint \exp(-A_x x^2 - A_y y^2) \, dx \, dy, \quad (3)$$

где

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

При выполнении преобразований предполагалось, что оси симметрии диаграммы направленности антенны параллельны осям координат. Такое предположение позволяет получить более простые выражения, не нарушая общность постановки задачи.

Обозначим через I_0 интеграл в формуле (3). Для его вычисления надо перейти из декартовой в полярную систему координат ρ, φ [8]. После интегрирования по ρ получим следующее выражение:

$$I_0(\rho_0) = \int \frac{1 - \exp[-\rho_0^2 (A_x \cos^2 \varphi + A_y \sin^2 \varphi)]}{2 (A_x \cos^2 \varphi + A_y \sin^2 \varphi)} \, d\varphi, \quad (4)$$

где ρ_0 — текущее значение радиуса. Интегрирование по углу проводится от 0 до 2π .

Для изотропного волнения интеграл вычисляется аналитически, т.к. зависимость подынтегральной функции от угла пропадает (поскольку $A_x = A_y$). В результате формула для I_0 принимает простой вид:

$$I_0(\rho_0) = \frac{\pi}{A_x} [1 - \exp(-\rho_0^2 A_x)]. \quad (5)$$

В общем случае волнение является анизотропным и дисперсии наклонов не равны, т.е. $\sigma_{xx}^2 \neq \sigma_{yy}^2$. В аналитическом виде интеграл (4) для анизотропного волнения не вычисляется. Однако можно найти его численно и подобрать аппроксимацию, которая будет близка к точному значению. В данной работе аппроксимирующая функция была сконструирована исходя из следующих предположений.

Вместо анизотропного волнения рассматриваются два изотропных волнения с дисперсиями наклонов, равными σ_{xx}^2 и σ_{yy}^2 . Для каждого изотропного волнения находится точная функция, т. к. интеграл вычисляется аналитически (см. формулу (5)).

Для аппроксимации формы переднего фронта отражённого импульса в случае анизотропного волнения предлагается использовать сумму этих функций:

$$I_0(\rho_0) = [I_x(\rho_0) + I_y(\rho_0)]/2, \quad (6)$$

где

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

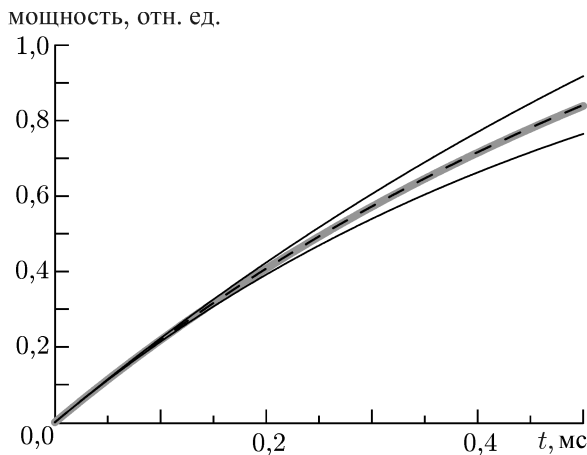


Рис. 2. Зависимость мощности принимаемого сигнала от времени: верхняя кривая построена для дисперсии наклонов 0,036, нижняя — для дисперсии наклонов 0,012 (изотропные волнения). Ширина диаграммы направленности 30° . Точная зависимость (4) нанесена толстой серой линией, а пунктиром показана аппроксимация (6)

Для получения формулы для формы отражённого импульса перейдём от пространственной координаты ρ_0 к временной, используя связь $t = t_0 + \tau$ (см. рис. 3):

$$\rho_0^2 = R^2 - H_0^2 = \left(\frac{ct}{2}\right)^2 - H_0^2 = c\tau H_0 \left(1 + \frac{c\tau}{4H_0}\right), \quad (7)$$

где t_0 равно времени распространения волны от излучателя до поверхности и обратно по вертикали (т. е. времени прохождения расстояния $2H_0$).

Длительность переднего фронта отражённого импульса зависит от длительности излучённого импульса τ_u . При скорости звука около 1500 м/с и длительности импульса τ_u порядка $50 \div 200$ мкс можно пренебречь величиной второго слагаемого в (7) по сравнению с единицей даже при глубинах порядка нескольких метров. С увеличением глубины погружения погрешность, вносимая этим приближением, уменьшается.

В результате получим следующее выражение для формы переднего фронта отражённого импульса:

$$I_0(\tau) = \left\{ \frac{\pi}{A_x} [1 - \exp(-A_x c\tau H_0)] + \frac{\pi}{A_y} [1 - \exp(-A_y c\tau H_0)] \right\} / 2 = [I_x(\tau) + I_y(\tau)]/2. \quad (8)$$

При временах $\tau > \tau_u$ для случая плоской поверхности начинает формироваться задний фронт отражённого импульса. В центре появляется «незасвеченный» участок, радиус которого зависит от времени. В то же время внешний предел интеграла — радиус засветки ρ_0 — не изменится, а внутренний предел интегрирования вычисляется по формуле

$$\rho_{\text{вн}}^2 = \left(\frac{ct_0 + c\tau - c\tau_u}{2} \right)^2 - H_0^2 = \rho_0^2 - c\tau_u H_0 - \frac{c^2 \tau_u}{2} \tau + \frac{c^2 \tau_u^2}{4}. \quad (9)$$

В ней для типичной длительности зондирующего импульса τ_u можно пренебречь последним слагаемым.

Величина τ определяет верхний предел интеграла, и её можно выразить через глубину H_0 и текущий угол падения луча θ (см. рис. 3):

$$\frac{c\tau}{2} = H_0 \frac{1 - \cos \theta}{\cos \theta}. \quad (10)$$

Из этого выражения видно, что при небольшом угле падения второй член в (9) существенно больше третьего и можно ограничиться первыми двумя членами.

Для рассматриваемой диаграммы направленности антенны акустического излучателя $\delta = 30^\circ$, максимальный угол падения равен 15° и поэтому окончательная формула для внутреннего предела интеграла имеет вид

$$\rho_{\text{вн}}^2 = \rho_0^2 - c\tau_u H_0. \quad (11)$$



Рис. 3. Схема зондирования

Следовательно, формулу для заднего фронта отражённого импульса I_1 ($\tau > \tau_u$) можно представить в виде

$$I_1(\tau) = \left\{ I_x(\tau) [\exp(A_x c\tau_u H_0) - 1] + I_y(\tau) [\exp(A_y c\tau_u H_0) - 1] \right\} / 2. \quad (12)$$

Таким образом, передний фронт отражённого импульса задан формулой (8), а задний фронт — формулой (12). При отражении от плоской поверхности длительность переднего фронта отражённого импульса равна длительности импульса.

2. ФОРМА ОТРАЖЁННОГО АКУСТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА

Для нахождения формы отражённого импульса в условиях отражения от взволнованной водной поверхности необходимо включить в рассмотрение высоту волнения. При переходе от плоской поверхности к реальной взволнованной водной поверхности произойдёт изменение формы отражённого импульса. Отражение от впадин будет начинаться раньше, а от гребней отражённый сигнал придёт позднее. В результате изменится длительность переднего фронта отражённого импульса и можно будет измерить высоту волнения.

Для нахождения средней формы отражённого импульса необходимо выполнить усреднение по высоте волнения. Известно, что функция распределения отклонений поверхности от среднего уровня является гауссовой [21]:

$$W(\zeta) = \frac{\exp[-\zeta^2 / (2\sigma_\zeta^2)]}{\sqrt{2\pi\sigma_\zeta^2}}, \quad (13)$$

где σ_ζ^2 — дисперсия высот волнения.

Форма отражённого импульса будет представлять собой свёртку импульса, отражённого от плоской поверхности, и функции распределения высот волнения:

$$F(\tau) = \int_{-\infty}^{\tau} W(x) f(\tau - x) dx, \quad (14)$$

где

$$f(t) = \begin{cases} 0, & \tau < 0; \\ I_0, & 0 \leq \tau \leq \tau_u; \\ I_1, & \tau > \tau_u. \end{cases}$$

В данном случае в функции распределения $W(x)$ сделана замена переменных $\zeta = ct/2$, и, соответственно, $\sigma_\zeta^2 = c^2 \sigma_t^2/4$.

Интеграл (14) вычисляется аналитически, и окончательная формула для формы отражённого импульса с учётом высоты волнения принимает вид

$$F(\tau) = F_1(\tau) + F_2(\tau) - F_3(\tau), \quad (15)$$

где функции $F_1(\tau)$, $F_2(\tau)$ и $F_3(\tau)$ представляют собой сумму x - и y -составляющих. Например, $F_1(\tau) = F_{1x}(\tau) + F_{1y}(\tau)$, где

$$F_{1x} = \frac{\sigma_{0x}}{2} [\exp(A_x H_0 c \tau_u) - 1] \exp(-A_x H_0 c \tau + 2\sigma_\zeta^2 A_x^2 H_0^2) \left\{ 1 - \Phi \left[A_x H_0 \sqrt{2\sigma_\zeta^2} + \frac{(\tau_u - \tau)c}{2\sqrt{2\sigma_\zeta^2}} \right] \right\},$$

$$F_{2x} = \frac{\sigma_{0x}}{2} \left\{ \Phi \left[\frac{(\tau_u - \tau)c}{2\sqrt{2\sigma_\zeta^2}} \right] + \Phi \left[\frac{\tau c}{2\sqrt{2\sigma_\zeta^2}} \right] \right\},$$

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

где $\Phi(x)$ — интеграл вероятности.

Формулы для x - и y -составляющих структурно выглядят похоже и переходят друг в друга при замене индекса x на y . Поэтому выше приведена формула только для F_x .

Рассмотрим вклад каждого слагаемого в формирование профиля отражённого импульса для условий акустического зондирования. На рис. 4 показана окончательная форма импульса $F(\tau)$ и его составляющие (см. формулу (15)). Вычисления выполнены для глубины $H_0 = 20$ м, высоты значительного волнения 1 м, длительности зондирующего импульса $\tau_u = 50$ мкс, дисперсии наклонов $\sigma_{xx}^2 = 0,012$ и $\sigma_{yy}^2 = 0,018$ и ширины диаграммы направленности $\delta = 30^\circ$. Из рис. 4 видно, что основной вклад в профиль отражённого импульса даёт первое слагаемое F_1 (см. формулу (15)). Сумма второго, F_2 , и третьего, F_3 , членов даёт небольшую поправку, которую необходимо принимать во внимание при точных оценках и небольшой глубине. При увеличении глубины размещения акустического высотомера поправка уменьшается, и при глубине более 100 м её можно не принимать во внимание.

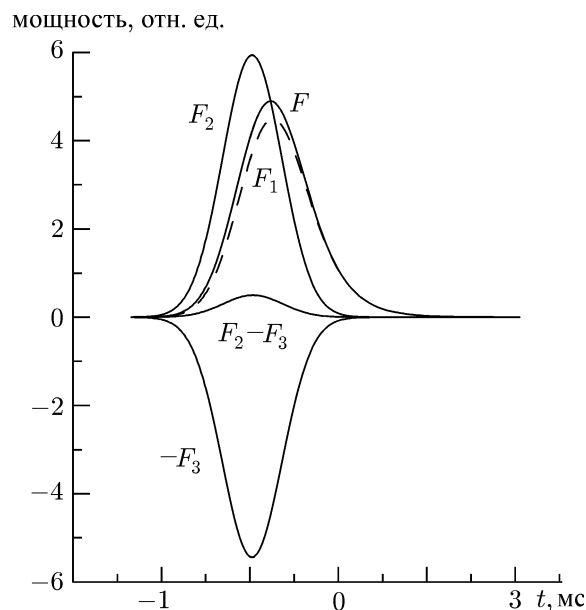


Рис. 4. Форма отражённого импульса F и её составляющие: F_1 (пунктир), F_2 , $-F_3$ и разность $F_2 - F_3$. Вычисления выполнены для глубины излучателя 20 м, высоты значительного волнения 1 м, длительности зондирующего импульса 50 мкс, дисперсии наклонов 0,012 и 0,018

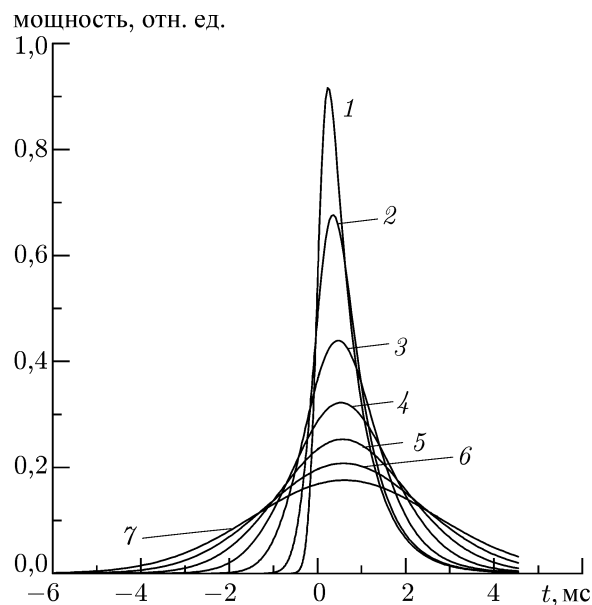


Рис. 5. Зависимость формы отражённого импульса от высоты значительного волнения. Кривая 1 соответствует высоте волнения 0,5 м, кривая 2 — 1 м, кривая 3 — 2 м, кривая 4 — 3 м, кривая 5 — 4 м, кривая 6 — 5 м, кривая 7 — 6 м. Глубина погружения излучателя 50 м, дисперсия наклонов 0,012 и 0,018, ширина диаграммы направленности антенны 30°

Рассмотрим влияние параметров волнения на форму отражённого импульса. Прежде всего, приведём зависимость от высоты значительного волнения. На рис. 5 показана зависимость формы отражённого импульса от высоты значительного волнения. Вычисления выполнены для дисперсии наклонов 0,012 и 0,018, ширины диаграммы направленности 30° и следующих высот значительного выражения: 0,5; 1; 2; 3; 4; 5 и 6 м. Из рис. 5 видно, что с увеличением высоты волнения происходит уменьшение амплитуды пика и увеличение длительности отражённого импульса. Это связано с тем, что сечение обратного рассеяния при этом не меняется.

Важной характеристикой подводного высотомера является длительность зондирующего импульса, т. к. она влияет на предельное достижимое разрешение по дальности. Однако в отличие от радиовысотомера, в акустике ситуация намного проще. В космическом радиовысотомере используется длительность зондирующего импульса порядка 3 нс и форма отражённого импульса регистрируется тоже с шагом около 3 нс. Это соответствует разрешению по дальности порядка 0,5 м.

Скорость распространения акустических волн в воде примерно равна 1500 м/с, что при длительности зондирующего импульса 50 мкс (200 мкс) соответствует разрешению по высоте примерно 0,04 м (0,15 м). Кроме того, в отличие от радиовысотомера, для обеспечения существенно лучшего по дальности разрешения можно прописать форму отражённого импульса с частотой, например, 200 кГц (5 мкс).

На рис. 6 показана изменчивость формы импульса отражённого сигнала для длительностей отражённого импульса 50 и 200 мкс. Вычисления выполнены для дисперсии наклонов 0,012 и 0,018, ширины диаграммы направленности 30° , высоты значительного волнения 1 м и глубины погружения 50 м. Для удобства сравнения при построении этого рисунка и последующих была

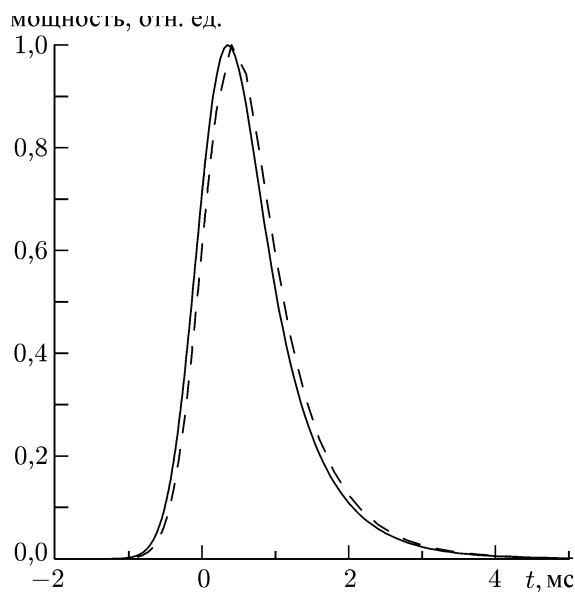


Рис. 6. Изменение формы отражённого импульса в зависимости от длительности излучённого импульса, равной 50 мкс (сплошная линия) и 200 мкс (пунктир). Вычисления выполнены для ширины диаграммы направленности антенны 30° , дисперсии наклонов 0,012 и 0,018, высоты значительного волнения 1 м и глубины погружения 50 м

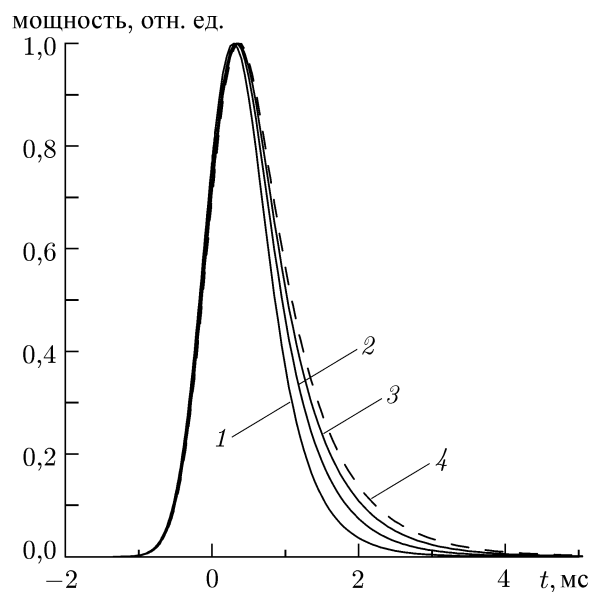


Рис. 7. Изменение формы отражённого импульса в зависимости от ширины диаграммы направленности антенны. Кривая 1 соответствует ширине диаграммы 20° , кривая 2 — 25° , кривая 3 — 30° , кривая 4 — 35° . Вычисления выполнены для длительности излучённого импульса 50 мкс, дисперсии наклонов 0,012 и 0,018, высоты значительного волнения 1 м и глубины погружения излучателя 50 м

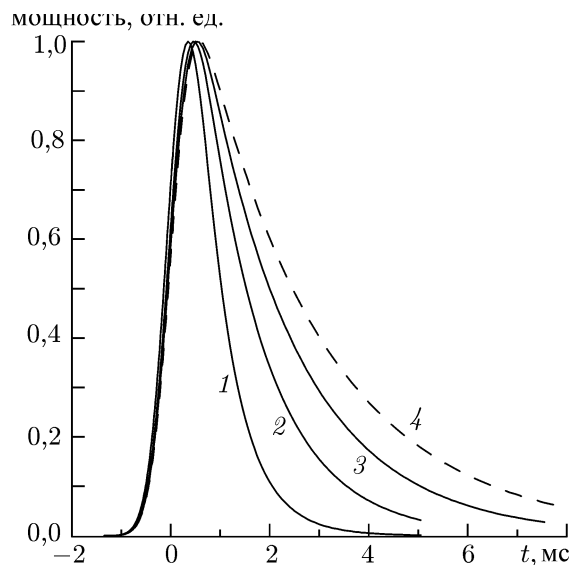
выполнена нормировка формы отражённого импульса на его максимальное значение. Из рис. 6 видно, что происходит незначительный сдвиг максимумов в форме отражённого импульса. Однако это не сказывается существенно на точности оценки высоты волнения, если в алгоритме обработки учитывается конечная длительность зондирующего импульса.

Следующий важный фактор, влияющий на форму отражённого импульса, связан с шириной диаграммы направленности антенны. Узкая диаграмма направленности антенны позволяет получить высокое пространственное разрешение, что важно при зондировании из космоса. В то же время, при зондировании морской поверхности на небольших дальностях потребуется большее время накопления для получения формы среднего импульса.

На рис. 7 показано влияние диаграммы направленности на форму отражённого импульса. Вычисления выполнены для дисперсии наклонов 0,012 и 0,018, высоты значительного волнения 1 м, глубины погружения 50 м и длительности зондирующего импульса 50 мкс. Ширина диаграммы направленности меняется от 20° до 35° . Из рис. 7 видно, что диаграмма направленности практически не влияет на передний фронт отражённого импульса, что позволяет выбрать наиболее подходящую для условий измерений антенну. Характер поведения заднего фронта отражённого импульса зависит от нескольких факторов и, в том числе, от дисперсии наклонов крупномасштабного волнения. Этот эффект в данной работе не рассматривается.

Ещё одним важным фактором является глубина погружения акустического высотомера. На рис. 8 показано изменение формы отражённого импульса в зависимости от глубины погружения, принимающей значения 50; 100; 150 и 200 м. Вычисления выполнены для дисперсии наклонов 0,012 и 0,018, высоты значительного волнения 1 м, длительности зондирующего импульса 50 мкс и ширины диаграммы направленности 30° .

Рис. 8. Изменение формы отражённого импульса в зависимости от глубины погружения излучателя. Кривая 1 соответствует глубине погружения 50 м, кривая 2 — 100 м, кривая 3 — 150 м, кривая 4 — 200 м. Вычисления выполнены для длительности импульса 50 мкс, дисперсии наклонов 0,012 и 0,018, высоты значительного волнения 1 м и ширины диаграммы направленности антенны 30°



Из рис. 8 видно, что глубина погружения не оказывает существенного влияния на поведение переднего фронта отражённого импульса и, в то же время, сильно влияет на поведение его заднего фронта. Удлинение заднего фронта обусловлено увеличением расстояния до рассеивающей поверхности при увеличении угла падения внутри диаграммы направленности антенны.

3. ИЗМЕРЕНИЕ ВЫСОТЫ ВОЛНЕНИЯ

В данной работе воспользуемся простейшим вариантом алгоритма для оценки высоты значительного волнения, использующего длительность переднего фронта отражённого импульса [4]. Преимуществом акустического высотомера по сравнению с радиолокационным является возможность при приёме отражённого сигнала достаточно просто получить необходимое разрешение по времени (дальности). В радиолокации повышение разрешения является сложной технической задачей.

Для измерения длительности переднего фронта необходимо определить его начало и конец. Начало импульса определим как момент превышения мощности отражённого сигнала уровня шумов или заданного уровня. Передний фронт отражённого импульса заканчивается при условии достижения максимума. Это легко определяется по форме отражённого импульса.

Для оценки высоты значительного волнения H_S по длительности переднего фронта отражённого импульса τ использовалась формула

$$H_S = c\tau/2. \quad (16)$$

Сравнение вычисленных высот значительного волнения с истинными значениями приведено на рис. 9. В модельных расчётах использовалась антенна с широкой диаграммой направленности (ширина 30°), дисперсия наклонов 0,012 и 0,018, высота значительного волнения 1 м, длительность зондирующего импульса 50 мкс и глубина погружения 50 м. При вычислении длительности переднего фронта отражённого импульса были заданы два уровня отсечки: 5 % и 1 % от величины максимума. Из рис. 9 видно, что связь восстановленной высоты значительного волнения H_B и исходной H_S близка к линейной и может быть описана следующими уравнениями:

$$H_S = -0,164[\text{м}] + 1,6333H_B \quad (5 \%), \quad (17)$$

$$H_S = -0,142[\text{м}] + 1,3158H_B \quad (1 \%). \quad (18)$$

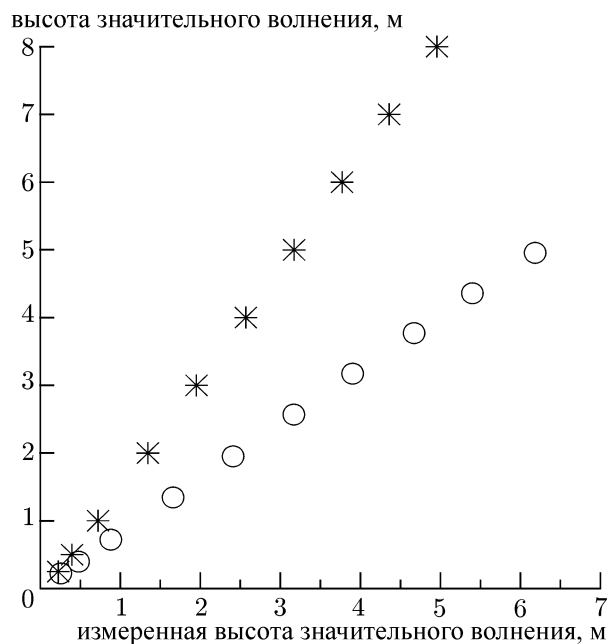


Рис. 9. Сравнение высоты волнения, восстановленной по длительности переднего фронта отражённого импульса, с исходными значениями: кружками показаны значения для уровня сигнала 5 % от максимума, звёздочками — 1 %

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Измерение высоты морского волнения имеет важное значение для решения как фундаментальных, так и прикладных задач. Разработанный подводный акустический волнограф [1–3] измеряет все статистические моменты второго порядка рассеивающей поверхности. Входными параметрами разработанных алгоритмов выступают сечение обратного рассеяния и доплеровский спектр. Как известно, высота волнения не оказывает непосредственного влияния на эти параметры, поэтому она не могла быть измерена существующей моделью акустического волнографа.

В данной работе была рассмотрена задача измерения высоты волнения подводным акустическим высотомером (каналом измерения высоты волнения). В качестве прототипа канала измерения высоты волнения выбран радиолокационный высотомер. Для измерения высоты волнения в этом приборе используется форма отражённого импульса.

Выполнено исследование обратного рассеяния акустических волн взволнованной водной поверхностью при вертикальном зондировании. Получено выражение для формы отражённого импульса в случае подводного ультразвукового высотомера с широкой диаграммой направленности излучателя и приёмника. Проведено исследование зависимости формы отражённого импульса от длительности излучённого импульса, глубины погружения излучателя и высоты волнения. Показано, что форма переднего фронта отражённого импульса слабо зависит от ширины диаграммы направленности антенны.

Разработан алгоритм измерения высоты волнения по форме отражённого импульса. В нём входным параметром является длительность переднего фронта отражённого импульса. Приведены формулы для вычисления высоты волнения для рассмотренной схемы измерения и параметров высотомера. Входящие в них коэффициенты зависят от многих параметров, среди которых основными являются глубина погружения излучателя, ширина диаграммы направленности ан-

Таким образом, предлагаемый акустический высотомер способен с высокой точностью измерять высоту значительного волнения. Он обеспечивает большую точность, чем радиолокационный высотомер.

Включение в акустический волнограф дополнительного канала для измерения высоты волнения существенно расширяет его возможности измерения ключевых характеристик поверхностного волнения.

Данные формулы не являются универсальными, и входящие в них коэффициенты зависят от многих факторов, среди которых основными являются ширина диаграммы направленности антенны, длительность импульса и глубина погружения акустического волнографа. Для восстановления высоты волнения необходимо их корректировка для конкретных условий измерений и параметров акустического высотомера.

тенны и длительность зондирующего импульса. Эти формулы должны уточняться при изменении схемы измерений и параметров акустической системы.

Работа поддержана РФФИ (проекты 13-05-00852-а и 14-05-31517_мол-а), программой ОФН РАН «Радиофизика» и Минобрнауки РФ (уникальный идентификатор ПНИ 14.607.21.0055).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Караев В. Ю., Каневский Е. М., Мешков Е. М. // Изв. вузов. Радиофизика. 2010. Т. 53, № 9–10. С. 634.
2. Титченко Ю. А., Караев В. Ю., Мешков Е. М. и др. // Материалы V Всероссийской научн. конф. «Радиофизические методы в дистанционном зондировании сред», 2012. С. 218.
3. Титченко Ю. А., Караев В. Ю. // Изв. вузов. Радиофизика. 2012. Т. 55, № 8. С. 544.
4. Zieger A., Hancock D., Hayne G., Purdy C. // Proc. IEEE. 1991. V. 79. P. 810.
5. Satellite altimetry and Earth sciences. A handbook of techniques and applications / Ed. by L.-L. Fu, A. Cazenave. Academic Press, 2001. 464 p.
6. Chelton D., Walsh E., MacArthur J. // J. Atmos. Oceanic Technology. 1989. V. 9. P. 407.
7. Brown G. // IEEE Trans. Antennas Propagat. V. 25. P. 67.
8. Зубкович С. Г. Статистические характеристики радиосигналов, отражённых от земной поверхности. М.: Сов. радио, 1968. 224 с.
9. Караев В., Мешков Е. // Девятая Всероссийская открытая ежегодная конф. «Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса» (физические основы, методы и технологии мониторинга окружающей среды, природных и антропогенных объектов), 2011: Тез. докл. С. 262.
10. Караев В., Мешков Е. // Материалы V Всероссийской научн. конф. «Радиофизические методы в дистанционном зондировании сред», 2012. С. 209.
11. US Patent No. 6052334. System and method for measuring wave directional spectrum and wave height / B. H. Brumley, E. A. Terray, B. S. Strong. 18 April 2000.
12. Strong B., Brumley B., Terray E., Stone G. // Proc. OCEANS 2000 MTS/IEEE Conference and Exhibition, 11–14 September 2000. P. 1195.
13. Terray E., Brumley B., Strong B. // Proc. Oceanology International'98. 1998. V. 2. P. 261.
14. <http://www.ndbc.noaa.gov>.
15. Басс Ф. Г., Фукс И. М. Рассеяние волн на статистически шероховатой поверхности. М.: Наука, 1972. 424 с.
16. Исакович М. А. // ЖЭТФ. 1952. Т. 23, № 3. С. 305.
17. Кравцов Ю. А., Фукс И. М., Шмелев А. Б. // Изв. вузов. Радиофизика. 1971. Т. 14. С. 854.
18. Караев В. Ю., Каневский М. Б., Коттон Д. // Исследование Земли из космоса. 1998. № 2. С. 17.
19. Караев В. Ю., Мешков Е. М. // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса: Сб. научн. ст. 2012. Т. 9, № 1. С. 240.
20. Каневский М. Б., Караев В. Ю. // Изв. вузов. Радиофизика. 1996. Т. 39, № 5. С. 517.
21. Давидан И., Лопатухин Л., Рожков Ю. В. Ветровое волнение в Мировом океане. Л.: Гидрометеиздат, 1985. 256 с.

Поступила в редакцию 14 февраля 2014 г.; принята в печать 23 июня 2014 г.

UNDERWATER ACOUSTIC ALTIMETER*V. Yu. Karaev, E. M. Meshkov, and Yu. L. Titchenko*

The model for determining the reflected-pulse shape during vertical sounding of the sea surface by an underwater ultrasonic locator with a wide directional diagram of the antenna is developed. The reflected-pulse shape dependence on the parameters of an underwater acoustic altimeter and the measurement schemes is studied. The wave-height retrieval algorithm whose input parameter is the reflected-pulse leading-edge duration is developed. The algorithm efficiency is confirmed by numerical simulation. The obtained formula for the wave height involves the coefficients which depend on many characteristics among which the submersion depth, the directional-diagram width, and the sounding-pulse duration are the main parameters. Therefore, the formula should be specified according to variation in the measurement scheme and the acoustic-system parameters.