

УДК 534.25:534.61

ОПРЕДЕЛЕНИЕ УРОВНЯ ШУМОИЗЛУЧЕНИЯ АКУСТИЧЕСКОГО ИСТОЧНИКА В ВОДНОМ СЛОЕ

Ю. А. КАЗИМИРОВ, В. К. КОРЖЕВ, С. Н. ЧУБАРОВ

Научный центр ВМС Украины

Получено 5.04.2000 ♦ Пересмотрено 4.09.2000

Исследована “тонкая” структура шумоизлучающих акустических источников в водном слое. С использованием методов математического анализа и математической статистики получены аналитические зависимости для изучения структуры акустического поля источника по высоте слоя. Предложены пути по снижению влияния интерференции акустических волн на результаты измерений уровней шумоизлучения источника в водном слое. Разработанные рекомендации позволили повысить точность измерений на $7 \div 10$ дБ.

Досліджено “тонку” структуру шумовипромінюючих акустичних джерел у водному шарі. З використанням методів математичного аналізу й математичної статистики одержані аналітичні залежності для вивчення структури акустичного поля джерела по висоті шару. Запропоновані шляхи по зниженню впливу інтерференції акустичних хвиль на результати вимірювань рівнів шумовипромінювання джерела у водному шарі. Розроблені рекомендації дозволили підвищити точність вимірювань на $7 \div 10$ дБ.

The “fine” structure of the noise-radiating acoustic sources in water medium is investigated. Using the methods of mathematical analysis and mathematical statistics the analytical dependencies for studying the acoustic field structure of the source across the layer's height are found. The ways for decreasing the influence of the acoustic waves interference on the results of measurements of the source noise-radiation levels in water are shown. The developed recommendations allow to increase the measurement precision for $7 \div 10$ dB.

ВВЕДЕНИЕ

Характерной особенностью распространения звука в водном слое является полное или частичное отражение акустических волн от его границ. В результате этого в слое создаются зоны взаимодействия отраженных волн, в которых уровни звука увеличиваются или уменьшаются. В таких условиях определить абсолютные уровни излучения источника звука весьма сложно. Под абсолютным здесь понимается уровень излучения (давления), измеренный без учета влияния помехи, обусловленной интерференцией. Практика измерений показывает, что ошибка в этом случае может составлять $6 \div 10$ дБ.

Трудности определения в водном слое уровня шума еще более возрастают, если источник имеет ярко выраженную направленность излучения. В этом случае анизотропия в структуре поля будет определяться не только взаимодействием отраженных волн, но и диаграммой направленности источника, а измеренные уровни его шума нельзя будет принимать за истинные.

Существенный вклад в теорию распространения звука в слое внесли Л. И. Бреховских, Л. Я. Гутин и др. [1–3]. Ими разработана теория распространения акустических волн в слое, ограниченном параллельными плоскостями. Кроме того, установлено существование волноводного акустического канала, позволяющего передавать сигнала

лы на дальние расстояния, и определена средняя интенсивность акустической волны в слое. При этом, хотя и было отмечено существование “тонкой” структуры поля по вертикальной координате, но дальнейшие исследования в этом направлении своего развития не получили. Здесь под “тонкой” структурой понимается распределение интенсивности акустического сигнала по высоте водного слоя, обусловленное интерференцией отраженных от поверхности и дна моря акустических волн. В настоящее время возникла необходимость измерения пространственных характеристик сложных подводных источников звука. Это требует в условиях реальных полигонов получать достоверные данные об абсолютных уровнях излучения этих источников.

Современный этап развития исследований направлен на решение практических задач, связанных с распространением акустических волн в слое с различными граничными условиями. Так, в работах [4–6] рассмотрены вопросы распространения звука в условиях мелкой воды (натурные измерения), а также в клиновидных и слоистых волноводах (теоретические модели).

Целью данного исследования является:

- получение аналитических зависимостей, позволяющих определить распределение интенсивности акустической волны поперек водного слоя;

- разработка рекомендаций по повышению точности измерения уровней излучения источника путем уменьшения влияния интерференции волн.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В однородном водном слое высотой H с границами раздела “воздух – вода” и “вода – дно” (коэффициент отражения для верхней границы слоя имеет значение (-1) , для нижней – $(+1)$) на глубине h_1 находится точечный источник звука монопольного типа, излучающий гармонические волны. На глубине h_2 расположен приемник звука. Требуется исследовать “тонкую” структуру поля по высоте слоя с целью определения абсолютных уровней звукоизлучения источника в дальнем поле $kr_0 \ll 1$ (здесь k – волновое число, r_0 – расстояние от источника до приемника).

2. РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

Решение поставленной задачи основано на использовании лучевой теории распространения звука, которая позволяет представить акустическое поле источника в слое в виде совокупности лучей, выходящих из источника, и его зеркальных отражений от границ слоя (поверхности и дна).

В точке приема сигналов акустическое давление будет

$$P(t) = P_{\text{пр}}(t) + \sum_{i=1}^n P_i(t), \quad (1)$$

где $P_{\text{пр}}(t)$ – акустическое давление, создаваемое прямым лучом; $P_i(t)$ – акустическое давление, создаваемое отраженным лучом; t – текущее время. Тогда интенсивность акустической волны в точке наблюдения определится выражением

$$J = \frac{P_0^2}{2\rho c} = \frac{\left[P_{\text{пр}}(t) + \sum_{i=1}^n P_i(t) \right]^2}{2\rho c}, \quad (2)$$

где P_0 – амплитуда акустического давления; ρ – плотность воды; c – скорость звука в воде. Выполним когерентное сложение в выражении (2), получим

$$J = \frac{1}{2\rho c} \left[\overline{P_{\text{пр}}^2(t)} + \sum_{i=1}^n \overline{P_i^2(t)} + 2 \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \overline{P_i(t)P_j(t)} \right] \quad (3)$$

(черта в соотношениях (2) и (3) означает операцию осреднения по времени). Первый член выражения (3) определяет интенсивность прямого луча

источника, второй – интенсивность лучей мнимых источников, третий – интенсивность лучей статистически взаимодействующих между собой (коррелированных) источников. Интенсивность звука, определяемого первым и вторым членами выражения (3), соответствует средней интенсивности акустической волны в слое:

$$J = \sum_{i=1}^n \frac{W_i}{4\pi r_i^2}, \quad (4)$$

где W_i – акустическая мощность i источника звука; r_i – расстояние от i источника до точки наблюдения [7].

Л. Я. Гутиным [2] показано, что средняя интенсивность источника в слое определяется выражением

$$J_{\text{ср}} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{W}{H} \frac{r_0 dz}{4\pi(r_0^2 + z^2)^{3/2}} = \frac{W}{2\pi H r_0}, \quad (5)$$

где W/H – удельная мощность излучения. Найдем интенсивность акустической волны, изучаемой источником, обусловленную взаимодействием отраженных лучей.

Отметим тот известный факт, что при отражении сигналов от верхней и нижней границ слоя их фазы отличаются на 180° . Вследствие этого, в результате многократных отражений лучей от поверхности и дна создается система, состоящая из n пар противоположно направленных источников – диполей, находящихся на расстоянии $2h_1$ друг от друга (рис. 1). Лучи, выходящие из каждой пары простых источников – диполей, приходят в точку приема с разностью фаз $\tau_i = (r_{i+1} - r_i)/c$. Пусть мгновенные значения акустического давления прямого луча и лучей мнимых источников будут

$$P_j(t) = P_0 \cos \omega t,$$

$$P_i(t) = P_0 \cos \omega(t + \tau_i),$$

где P_0 – амплитудное значение акустического давления; ω – круговая частота; τ_i – временная задержка сигналов. Тогда интенсивность взаимодействующих источников – диполей, осредненная по времени наблюдения T , запишется как

$$J = \frac{P_j(t)P_i(t + \tau_i)}{2\rho c} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \frac{P_j(t)P_i(t + \tau_i)}{2\rho c} dt = \frac{P_0^2}{2\rho c} \cos \omega \tau_i. \quad (6)$$

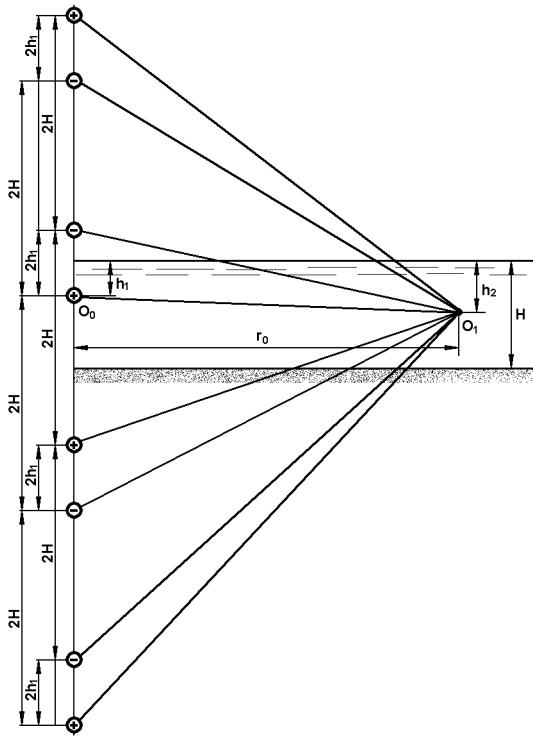


Рис. 1. Траектории прямого и отраженных от поверхности и дна акустических лучей между источником и приемником

Учитывая, что

$$\frac{P_0^2}{2\rho c} = \frac{W}{2\pi H r_0}$$

(см. выражения (5) и (6)), можно записать

$$J = \frac{W}{2\pi H r_0} \cos \omega \tau_i. \quad (7)$$

Суммарную интенсивность когерентных источников (третий член выражения (3)), расположенных на расстоянии $2h_1$ друг от друга, можно представить в виде суммы только дипольных источников. Тогда

$$J = \frac{\sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n P_i(t) P_j(t)}{2\rho c} = \sum_{i=1}^{2n} \frac{P_i(t) P_{i+1}(t + \tau_i)}{2\rho c}, \quad (8)$$

где $2n$ – число мнимых источников – диполей; $P_{i+1}(t + \tau_i)$ – давление, создаваемое противоположно направленным источником, находящимся на

расстоянии $2h_1$ от источника, создающего давление $P_i(t)$. Сумму когерентных источников (8) можно представить в виде одного источника, интенсивность которого равна средней интенсивности в слое, а фаза – среднему значению суммы временных задержек [8, 9]:

$$\tau = \frac{1}{2n+1} \left(\tau_0 + \sum_{i=1}^n \tau_i + \sum_{j=1}^n \tau_j \right). \quad (9)$$

Здесь τ_0 – задержка по времени действительного источника и его мнимого изображения от поверхности слоя; τ_i – задержка по времени мнимого дипольного источника, находящегося в верхней части от поверхности слоя; τ_j – задержка по времени мнимого дипольного источника, находящегося в нижней части от дна. Тогда, с учетом соотношения (8), формула (3) примет вид

$$J = J_{\text{ср}} (1 - \cos \omega \tau). \quad (10)$$

Анализ выражения (10) показывает, что оно соответствует условиям когерентного сложения акустических источников [10]. Так, при $\cos \omega \tau = 0$ интенсивность J равна средней интенсивности в слое $J_{\text{ср}}$ (интерференция отсутствует). При $\cos \omega \tau = \pm 1$ интенсивность акустической волны в слое равна нулю или удваивается.

Определим τ для принятых граничных условий. Будем считать, что $r_0 \gg H$, т.е. расстояние от источника до точки приема намного превосходит глубину водного слоя. При этом условии лучи от источника можно считать параллельными [8]. Из рис. 2 видно, что $\tau_i = \xi_i / c = 2h_1 \sin \alpha_i$, где для мнимых источников, находящихся выше действительного источника,

$$\sin \alpha_i = \frac{2nH + h_2}{l_i}, \quad (11)$$

а для мнимых источников, находящихся ниже действительного источника,

$$\sin \alpha_j = -\frac{2nH - h_2}{l_j}. \quad (12)$$

Кроме того,

$$l_i = \sqrt{r_0^2 + (2nH + h_2)^2}, \quad (13)$$

$$l_j = \sqrt{r_0^2 + (2nH - h_2)^2}.$$

Используя соотношения (11) – (13), получаем сле-

дующие выражения для τ_0 , τ_i , τ_j :

$$\begin{aligned}\tau_0 &= \frac{2h_1h_2}{c\sqrt{r_0^2 + h_2^2}}, \\ \tau_i &= \frac{2h_1(2nH + h_2)}{c\sqrt{r_0^2 + (2nH + h_2)^2}}, \\ \tau_j &= -\frac{2h_1(2nH - h_2)}{c\sqrt{r_0^2 + (2nH - h_2)^2}}.\end{aligned}\quad (14)$$

Упростим первые два выражения в (14). Для этого рассмотрим их при условии $r_0 \gg H$ как функции от количества мнимых источников $n = 1, 2, 3 \dots$:

$$\begin{aligned}\frac{2nH + h_2}{r_0} &= A(n), \\ \frac{2nH - h_2}{r_0} &= B(n).\end{aligned}$$

Тогда при $r_0 \rightarrow \infty$

$$\begin{aligned}\tau_0 &= \frac{2h_1h_2}{cr_0}, \\ \tau_i &= \frac{2h_1}{c} \frac{A(n)}{\sqrt{1 + A^2(n)}}, \\ \tau_j &= -\frac{2h_1}{c} \frac{B(n)}{\sqrt{1 + B^2(n)}},\end{aligned}$$

где функции $A(n)$ и $B(n)$ могут изменяться в зависимости от n следующим образом:

$$\begin{aligned}A(n) < 1, \quad B(n) < 1 & \text{ при } nH < r_0, \\ A(n) > 1, \quad B(n) > 1 & \text{ при } nH > r_0.\end{aligned}$$

В первом случае с ошибкой менее $15 \div 17$ % можно считать

$$\begin{aligned}\tau_i &= \frac{2h_1}{c} A(n), \\ \tau_j &= -\frac{2h_1}{c} B(n).\end{aligned}\quad (15)$$

Во втором случае при $n \rightarrow \infty$ ошибка стремится к нулю, а

$$\begin{aligned}\tau_i &= \frac{2h_1}{c}, \\ \tau_j &= -\frac{2h_1}{c}.\end{aligned}\quad (16)$$

Подставляя в формулу (9) первое из выражений (14), а также соотношения (15) и (16), получаем выражение для очередной средней временной задержки:

$$\tau = \frac{2h_1h_2}{cr_0}.\quad (17)$$

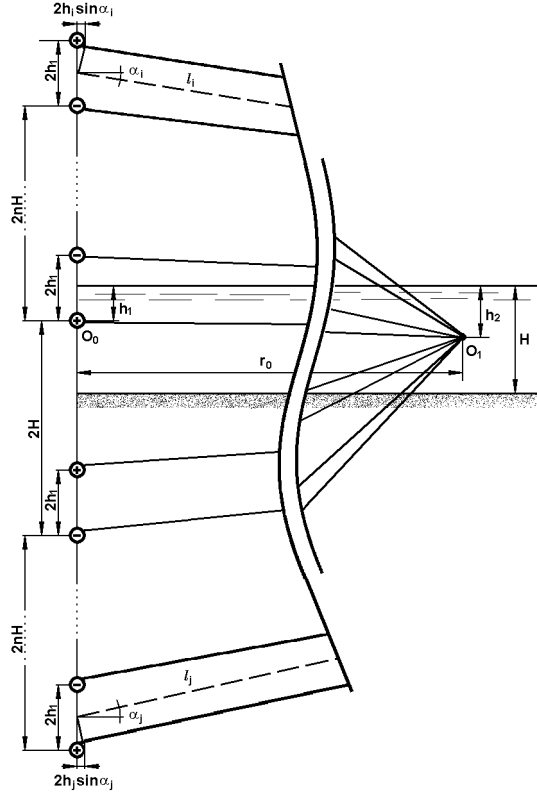


Рис. 2. Ход лучей мнимых источников при условии $r_0 \gg H$

С учетом формулы (17), звукоизлучение монополюсного источника в водном слое при идеальных отражающих границах и $r_0 \gg H$ можно представить как

$$J = \frac{W}{2\pi H r_0} \left(1 - \cos \frac{4\pi h_1 h_2}{\lambda r_0} \right),\quad (18)$$

где λ – длина изучаемой волны. Следовательно, изменение интенсивности акустической волны по высоте слоя описывается выражением

$$J = J_{\text{cp}} \cos \frac{4\pi h_1 h_2}{\lambda r_0},$$

а ее средняя интенсивность по высоте слоя при $n \rightarrow \infty$, как и следовало ожидать, составляет

$$\begin{aligned}J(H) &= J_{\text{cp}} \frac{1}{H} \int_0^H \cos \frac{4\pi h_1 z}{\lambda r_0} dz = \\ &= J_{\text{cp}} \lim_{r_0 \rightarrow \infty} \frac{\sin \frac{4\pi h_1 H}{\lambda r_0}}{\frac{4\pi h_1 H}{\lambda r_0}} \rightarrow J_{\text{cp}}.\end{aligned}\quad (19)$$

Полученный результат, с одной стороны, согласуется с ранее известным решением [2], а с другой – дает возможность определить абсолютное давление, создаваемое источником в слое. Поясним последнее. На расстоянии r_0 от источника звука выставляется вертикальная антенна, состоящая из n приемников [11–13]. Измеренные сигналы суммируются и осредняются по числу приемников в соответствии с выражением (19). Такой подход позволяет в значительной степени уменьшить влияние интерференции на результаты измерений. Практика измерений показывает, что для слоя с $H=60\div 70$ м при $r_0=250\div 300$ м достаточно иметь вертикальную антенну с $5\div 7$ приемниками, чтобы точность измерений повысилась на $7\div 10$ дБ и более.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненное исследование о шумоизлучении источника в водном слое позволило:

- получить аналитические зависимости для изучения особенностей “тонкой” структуры поля источника по высоте водного слоя;
- разработать предложения по снижению влияния интерференции волн на результаты измерения уровня шумоизлучения источника в водном слое.

Результаты выполненных исследований были с успехом использованы при натурных измерениях в мелкой воде для источников, имеющих выраженную направленность излучения. Это подтвердило эффективность разработанных предложений по

снижению ошибки в определении уровней излучения источника в водном слое.

1. Бреховских Л. И. Волны в слоистых средах.– М.: Изд. АН СССР, 1957.– 502 с.
2. Гутин Л. Я. Избранные труды.– Л.: Судостроение, 1977.– 598 с.
3. Тюлин В. Н. Основные явления, связанные с распространением волн в морской среде.– Л.: ВМА им. А. Н. Крылова, 1956.– 236 с.
4. Донской Д. М., Зайцев В. Ю., Наугольных К. А., Сутлин А. М. Экспериментальные исследования мощного параметрического излучателя в мелком море // Акуст. ж.– 1993.– **39**, N 2.– С. 266–273.
5. Обрезанова А. Б., Рабинович В. С. Акустическое поле источника, движущегося по поверхности слоистого волновода // Акуст. ж.– 1993.– **39**, N 3.– С. 517–521.
6. Гринченко В. Т., Мацпура В. Т. Излучение звука из открытого конца клиновидного волновода. I. Метод решения и алгоритмы расчета // Акуст. вісн.– 1999.– **2**, N 4.– С. 33–41.
7. Исакович М. А. Общая акустика.– М.: Наука, 1973.– 495 с.
8. Крауфорд Ф. Волны: том III.– М.: Наука, 1984.– 509 с.
9. Лайтхилл Дж. Волны в жидкостях.– М.: Мир, 1981.– 598 с.
10. Скучик Е. Основы акустики: том 2.– М.: Мир, 1976.– 541 с.
11. Казимиров Ю. А. Авторское свидетельство СССР N 320571, 1989.
12. Игнатович В. К. Распространение акустических волн в упругих слоистых средах // Акуст. ж.– 1992.– **38**, N 1.– С. 308–310.
13. Кацнельсон Б. Г., Кулапин Л. Г., Мигулин А. А., Петников А. Б. Влияние гидродинамической изменчивости на вертикальную интерференционную структуру звукового поля в волноводе // Акуст. ж.– 1992.– **38**, N 2.– С. 480–483.