

Э. П. ГУЛИН

**О КОГЕРЕНТНОСТИ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ  
ПРИ ОТРАЖЕНИИ ЗВУКА ОТ ВЗВОЛНОВАННОЙ  
МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ**

(Представлено академиком Л. М. Бреховских 15 I 1973)

Как известно, средняя интенсивность поля звуковой волны  $I_2$  после отражения от статистически неровной поверхности может быть представлена в виде суммы интенсивностей когерентно отраженного  $I_{\text{ког}}$  и некогерентно рассеянного  $I_n$  полей. Интенсивность когерентной составляющей определяется квадратом модуля среднего поля (средней комплексной амплитуды аналитического сигнала)  $|\langle P \rangle|^2$ , а интенсивность некогерентной составляющей — средним значением интенсивности флуктуационной части поля  $\langle |p|^2 \rangle = \langle |P - \langle P \rangle|^2 \rangle$ , так что  $I_2 = \langle |P|^2 \rangle = |\langle P \rangle|^2 + \langle |p|^2 \rangle$ . Угловые скобки введены для обозначения операции осреднения по ансамблю реализаций случайных поверхностей. Степень когерентности можно характеризовать отношением  $\epsilon = I_{\text{ког}}/I_2$ , которое будем называть параметром когерентности.

При изучении характеристик звуковых сигналов, отраженных от морской поверхности, обычно измеряют средние (по времени) значения интенсивности суммарного поля  $\overline{|P|^2}$ , его амплитуды  $\overline{A} = \overline{|P|}$ , а также средние квадраты флуктуаций этих величин и фазы сигнала  $(^{1-4})$ . По этим данным можно лишь косвенно судить о степени когерентности волнового поля, да и то в общем случае, после привлечения дополнительных сведений о его свойствах. Если, например, квадратурные компоненты  $B$  и  $C$  сигнала  $s(t) = \text{Re}\{A(t) \exp[i\varphi(t) + i\omega_0 t]\} = \text{Re}\{(B+iC) \exp(i\omega_0 t)\}$  описываются нормальным законом распределения, а для амплитуды сигнала справедливо распределение Райса, то параметр когерентности связан известным соотношением с коэффициентом вариации амплитуды

$$\eta = \sqrt{\frac{\langle A^2 \rangle}{\langle A \rangle^2}} - 1 \quad (5). \quad \text{Однако, и в этом случае оценку } \epsilon \text{ в области } 0 \leq \epsilon \leq 0,5,$$

соответствующей значениям коэффициента вариации  $0,523 \geq \eta \geq 0,47$ , нельзя считать надежной. Это вызвано недостаточной точностью определения  $\eta$  способами, обычно используемыми при обработке экспериментальных данных. Так, при  $\eta \approx 0,52$  ошибка  $\pm 1\%$  дает разброс значений  $\epsilon$  от 0 до 0,3. При регистрации сигналов на киноплёнку или при наблюдении на экране осциллографа считывание значений амплитуды производится с точностью до ширины световой дорожки, что приводит, как правило, к заниженным значениям  $\eta$  и соответственно к завышенным значениям параметра когерентности. К такому же результату могут привести нелинейности в приемной аппаратуре. При  $\eta > 0,523$  распределение Райса уже не выполняется, поэтому оценить степень когерентности рассматриваемым способом нельзя.

Наиболее надежным способом определения параметра когерентности является его непосредственное измерение. В настоящей работе приводятся результаты измерения  $\epsilon$ , полученные с использованием специального устройства для выделения квадратурных составляющих сигнала. На выходе этого устройства после преобразования частоты и низкочастотной

фльтрации формировались напряжения, пропорциональные  $B' = B \cos \varphi_0 + C \sin \varphi_0$  и  $C' = C \cos \varphi_0 - B \sin \varphi_0$ , где  $\varphi_0$  определяется не известным точно временем распространения акустического сигнала. В качестве опорного брался сигнал с задающего высокостабильного генератора ГЗ-49. Параметр когерентности вычислялся затем по формуле

$$\epsilon = \frac{(\overline{B'})^2 + (\overline{C'})^2}{\overline{B'^2 + C'^2}} = \frac{(\overline{B})^2 + (\overline{C})^2}{\overline{B^2 + C^2}}. \quad (1)$$

Схема постановки экспериментов была близка к описанной в работе (6). В процессе проведения экспериментов на частотах от 300 гц до 10 кгц излучались импульсные сигналы длительностью  $T_0 = 30$  мсек с периодом повторения 0,2 и 0,4 сек. Излучатель был опущен с борта дрейфовавшего судна на глубину  $z = 50$  м, а приемная система, состоявшая из цепочки разнесенных по вертикали гидрофонов, с помощью системы поплавков и кабельной линии отводилась от излучателя примерно на  $r = 300$  м и заглублялась на  $Z = 100$  м. Звукоприемники были ненаправленными во всем диапазоне частот, а излучатель имел некоторую направленность в вертикальной плоскости лишь на частотах 5–10 кгц (на 10 кгц раствор характеристики направленности по уровню 0,5 составлял около  $30^\circ$ ). Принятые сигналы записывались на магнитную ленту. Продолжительность записей на каждой частоте составляла 4–5 мин. Параллельно с акустическими измерениями проводилась регистрация волнения с помощью системы струнных электроволнографов. За время опытов состояние морской поверхности изменялось от 2 до 4 баллов.

При выбранных значениях  $T_0$ ,  $z$ ,  $Z$  и  $r$  перекрытие по времени прихода прямого и отраженного от поверхности импульсов было незначительным, что позволяло с уверенностью судить о характеристиках отраженного сигнала по стационарному участку второго импульса. Донные отражения практически на записях не просматривались (глубина моря в районе проведения экспериментов составляла около 1 км).

На рис. 1 представлены частотные зависимости параметра когерентности при разной степени волнения (среднеквадратичное возвышение поверхности равнялось  $\sigma = 6$  см, 10 см и 23 см). Здесь же для сравнения приведены значения  $\epsilon$ , полученные пересчетом из коэффициентов вариации амплитуды. Видно, что на частотах выше 1 кгц имеется заметное расхождение между значениями  $\epsilon$ , определенными разными способами, причем пересчет дает завышенные (иногда на порядок) значения. Наблюдаемые расхождения нельзя объяснить возможными погрешностями измерения параметра когерентности. Специальные оценки показали, что основные погрешности, вносимые регистрирующим устройством (перекосы магнитной ленты, неравномерное ее натяжение и т. д.), прибором для выделения квадратурных составляющих и аддитивной помехой, при выбранной методике обработки и наблюдавшемся уровне помех ведут к уменьшению параметра когерентности максимум на 5–10%. По-видимому, более существенно сказываются ошибки измерения коэффициента вариации амплитуды и отклонение эмпирических распределений амплитуды сигналов от закона Райса.

Согласно результатам теоретических и экспериментальных исследований звуковых сигналов, отраженных от морской поверхности, интенсивность когерентной составляющей поля и его флуктуаций наиболее полно характеризуется параметром Рэля  $\Phi = 2k \sin \psi \sigma$ , где  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  — длина звуковой волны,  $\psi$  — угол скольжения, соответствующий отражению от средней плоскости. Если ординаты взволнованной поверхности описываются нормальным распределением (что обычно и наблюдается в действительности), то в рамках приближения Кирхгофа для рассеивающей площадки, расположенной в зоне Френеля (1, 7),

$$\epsilon = I_{\text{кор}}/I_{\Sigma} = \exp(-\Phi^2). \quad (2)$$

На рис. 2 приведены измеренные и пересчитанные значения параметра когерентности в зависимости от параметра Рэля. Измеренные значения с некоторым разбросом ложатся в окрестности теоретической кривой, тогда как пересчитанные значения  $\epsilon$  расположены заметно выше этой кривой. Наблюдаемый разброс измеренных значений  $\epsilon$  около теоретической кривой можно объяснить погрешностями определения среднеквадратичного возвышения поверхности  $\sigma$  и, следовательно, параметра Рэля \*.

Помимо данных о параметре когерентности в результате статистической обработки получены сведения о временной и пространственной коге-

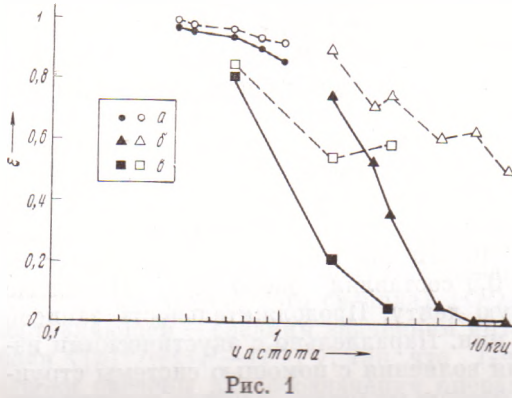


Рис. 1

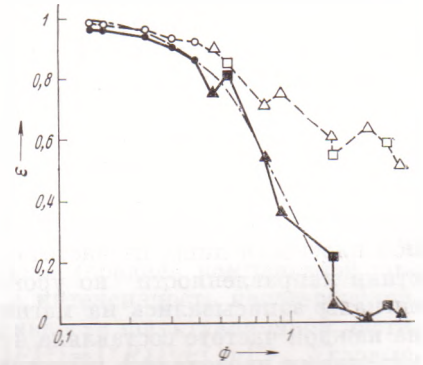


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость параметра когерентности  $\epsilon$  от частоты при разной высоте волн:  $\sigma=6$  см (а), 10 см (б), 23 см (в). Отрезками сплошных линий соединены измеренные значения параметра когерентности, пунктиром — значения, полученные пересчетом из коэффициентов вариации амплитуды

Рис. 2. Зависимость параметра когерентности  $\epsilon$  от параметра Рэля  $\Phi$ . Штрих-пунктиром нанесена кривая  $\exp(-\Phi^2)$ . Остальные обозначения те же, что на рис. 1

рентности сигналов, отраженных от морской поверхности. Степень пространственной когерентности определялась по максимальным значениям нормированной функции когерентности (по модулю «комплексной степени когерентности» <sup>(8)</sup>)

$$\Gamma_{\max} = \sqrt{\frac{[B_1'(t)B_2'(t+\Delta t) + C_1'(t)C_2'(t+\Delta t)]^2 + [C_1'(t)B_2'(t+\Delta t) + B_1'(t)C_2'(t+\Delta t)]^2}{(B_1'^2 + C_1'^2)(B_2'^2 + C_2'^2)}}, \quad (3)$$

где индексы 1 и 2 соответствуют значениям квадратурных компонент сигнала  $B'$  и  $C'$  в разнесенных точках наблюдения ( $Z_1 - Z_2 = \Delta Z$ ). Степень временной когерентности находилась по формуле (3) для совмещенных звукоприемников.

Временная когерентность (рис. 3) спадает с ростом  $\Delta t$  до уровня, определяемого величиной параметра когерентности  $\epsilon$  на каждой частоте \*\*. На частотах 0,6 и 1,5 кгц заметны осцилляции  $\Gamma_{\max}(\Delta t)$  с периодом 5—6 сек., близким к периоду волнения. На частоте 3 кгц кривая  $\Gamma_{\max}(\Delta t)$  имеет неправильную форму. Вычитая постоянный уровень когерентности для каждой кривой и нормируя к единице, получим степень временной когерентности (коэффициент временной корреляции) флуктуационной составляющей поля. Время когерентности флуктуационной составляющей, определенное по спаду основного максимума корреляции в 3 раза, составляет 1; 0,8 и 0,4 сек. на частотах 0,6; 1,5 и 3 кгц соответственно.

\* Погрешность определения углов скольжения, связанная с учетом зависимости скорости звука от глубины, была пренебрежимо мала.

\*\* В тех случаях, когда расстояние между излучателем и приемной системой не остается постоянным, параметр когерентности лучше определять таким способом, а не по формуле (1), так как функции когерентности инвариантны относительно изменений фазы  $\varphi_0$ .

Степень пространственной когерентности при разнесении звукоприемников по вертикали (рис. 4) также существенно зависит от частоты. При максимальном разнесении примерно на 4 м уровень пространственной когерентности на частотах 0,6; 1,5 и 3 кгц составляет около 0,9; 0,55 и 0,05. Следует отметить, что размеры вертикальной базы были недостаточны для того, чтобы на частотах 0,6 и 1,5 кгц достичь постоянного уровня когерентности, определяемого комбинацией средних значений квадратурных составляющих сигнала. Это объясняется большой величиной пространственного интервала корреляции флуктуационной составляющей поля по сравнению

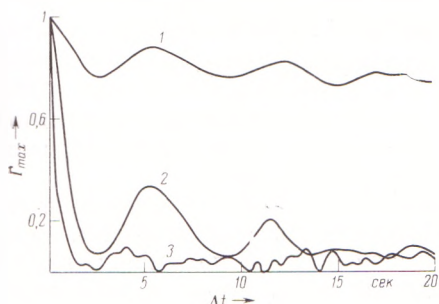


Рис. 3

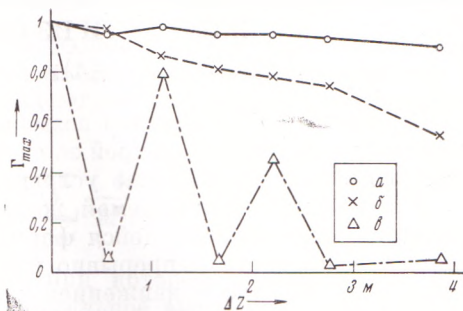


Рис. 4

Рис. 3. Степень временной когерентности на разных частотах: 1 -  $f=0,6$  кгц,  $\Phi=0,55$ ; 2 -  $f=1,5$  кгц,  $\Phi=1,3$ ; 3 -  $f=3$  кгц,  $\Phi=2,7$

Рис. 4. Зависимость степени пространственной когерентности от разнесения звукоприемников по вертикали на частотах 0,6 кгц (а), 1,5 кгц (б), 3 кгц (с)

с размером базы (согласно оценке, на частоте 0,6 кгц заметная корреляция по вертикали сохраняется на расстояниях до 20—30 м). Тем не менее результаты обработки позволяют определить постоянный уровень когерентности при больших  $\Delta Z$ . Он оказался равным 0,7; 0,1 и 0,02 соответственно на частотах 0,6; 1,5 и 3 кгц.

Отметим, что основные черты поведения эмпирических функций временной и пространственной когерентности могут быть объяснены в рамках приближенной теории корреляции звуковых волн, отраженных от статистически неровной поверхности<sup>(9-11)</sup>.

В заключение автор считает своим долгом выразить благодарность А. Т. Королеву и А. В. Затовскому за помощь в работе.

Сухумский филиал  
Акустического института

Поступило  
25 XII 1972

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> И. Толстой, К. С. Клей, Акустика океана, М., 1969. <sup>2</sup> Э. П. Гулин, К. И. Малышев, Акустич. журн., 8, № 3, 292 (1962). <sup>3</sup> Э. П. Гулин, К. И. Малышев, Там же, 10, № 4, 425 (1964). <sup>4</sup> M. V. Brown, J. Acoustic. Soc., 46, № 1, 196 (1969). <sup>5</sup> Я. Л. Альперт, В. Л. Гинзбург, Е. Л. Файнберг, Распространение радиоволн, М., 1953. <sup>6</sup> Ю. Ю. Житковский, ДАН, 188, № 2, 334 (1969). <sup>7</sup> Е. В. Чаевский, Пробл. дифр. и распротр. волн, 5, 121 (1966). <sup>8</sup> М. Борн, Э. Вольф, Основы оптики, «Наука», 1970. <sup>9</sup> Э. П. Гулин, Тр. Акуст. инст. АН СССР, 2, 49 (1967). <sup>10</sup> Э. П. Гулин, Изв. высш. учебн. завед., Радиофизика, 13, № 3, 401 (1970). <sup>11</sup> Э. П. Гулин, Акустич. журн., 18, № 2, 219 (1972).