АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XV 1969 Вып. 2

УДК 534.87

КОРРЕЛЯЦИЯ ФЛЮКТУАЦИЙ ЗВУКОВЫХ СИГНАЛОВ, ОТРАЖЕННЫХ ОТ ДНА ОКЕАНА

В. И. Воловов, Ю. П. Лысанов

Рассчитана автокорреляционная функция временных флюктуаций звуковых сигналов, отраженных от статистически неровной поверхности, при нормальном падении и при движении приемно-излучающей системы. При некоторых предположениях получено простое выражение для интервала корреляции огибающей. Произведено сопоставление результатов расчета с экспериментальными данными.

К настоящему времени экспериментально установлено, что амплитуда звуковых сигналов, отраженных или рассеянных дном океана, испытывает сильные временные флюктуации. Ряд экспериментальных данных о таких флюктуациях, полученных как в натурных, так и в модельных условиях, приводится в работах [1—4]. Флюктуации отраженных и рассеянных дном сигналов наблюдаются только при движении приемно-излучающей системы относительно дна (а такое движение в натурных условиях происходит всегда вследствие хода судна или его дрейфа) и отличаются высоким уровнем и относительно широким частотным спектром.

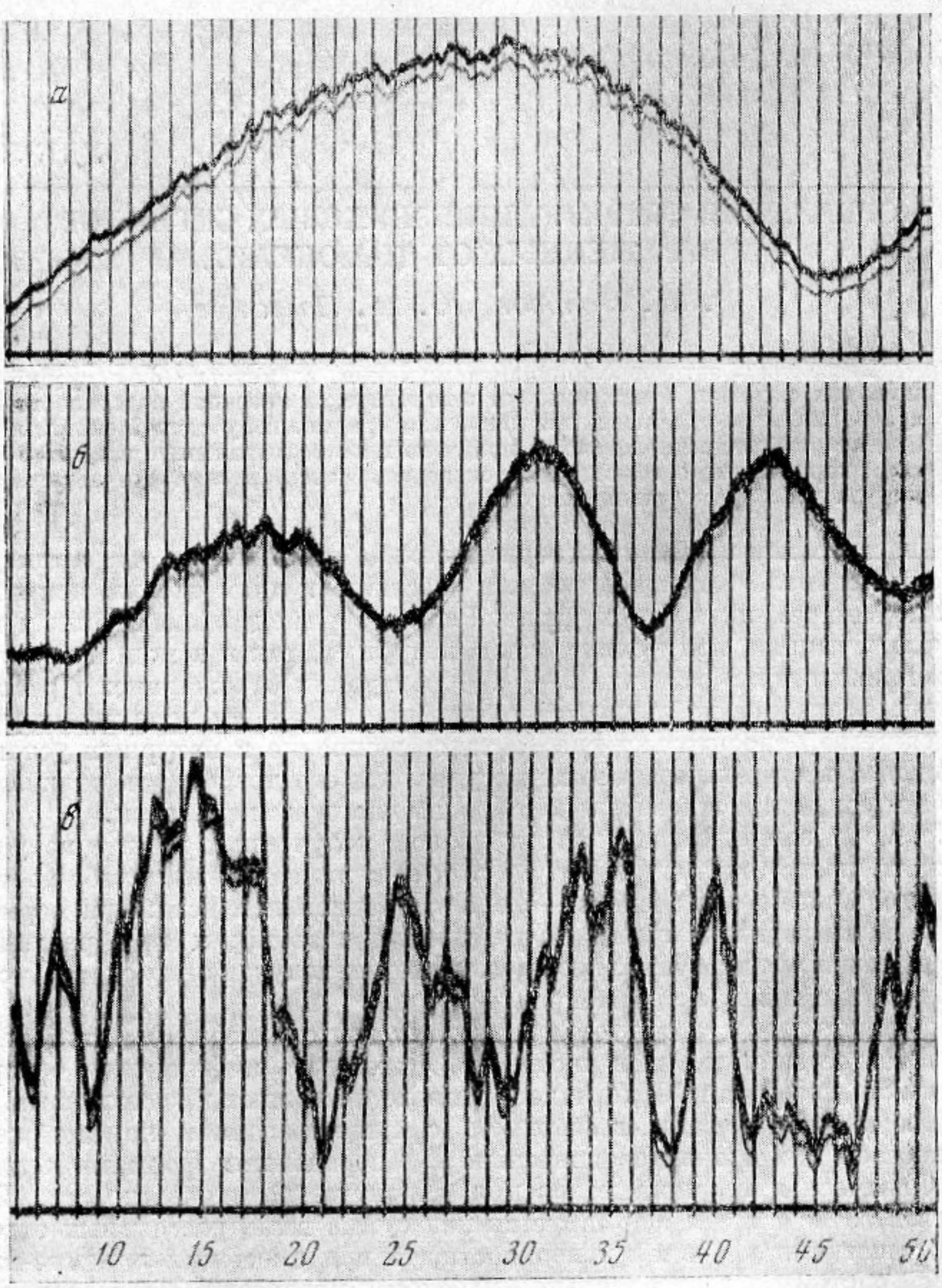
Примеры записей огибающих сигналов, полученных нами в натурных условиях, представлены на фиг. 1 (*а*, *б*, *в*) в линейном масштабе времени (цена деления по оси абсцисс — 0,1 *сек*). Записи получены при нормальном падении звука на грунт, на различных частотах и при различных скоростях движения судна, несущего приемно-излучающую систему с достаточно узкой диаграммой направленности.

Изучение флюктуаций, отраженных от дна сигналов, имеет большое практическое значение и, в частности, может дать информацию о характеристиках дна океана. Имеющиеся данные позволяют предположить, что эти флюктуации связаны, в основном, с существованием на дне океана неровностей, небольших сравнительно с генеральными формами рельефа [5]. Физическая причина появления флюктуаций очень проста. Если сигнал в точке приема формируется как сумма волн, рассеянных отдельными участками неровной поверхности, то при смещении приемно-излучающей системы в горизонтальной плоскости происходит перераспределение разности фаз между отдельными волнами, что и приводит к изменению амплитуды суммарного сигнала.

Теория рассматриваемого явления развита в работах [6—8], где, в частности, рассчитаны частотные спектры временных флюктуаций звуковых сигналов, рассеянных как на периодических, так и статистически неровных поверхностях. Однако для сопоставления экспериментальных и теоретических данных иногда удобнее использовать не спектральные, а корреляционные характеристики временных флюктуаций. Так, в работе [7] в приближении Кирхгофа было получено интегральное выражение для корреляционной функции огибающей рассеянного поля. В настоящей работе рассчитан коэффициент корреляции временных флюктуаций,

проанализирована зависимость интервала корреляции от различных параметров задачи и проведено сопоставление теории и эксперимента.

Если точечный гармонический источник звука движется вдоль оси x со скоростью v, много меньшей скорости звука c, на среднем расстоянии H от неровной поверхности $z = \zeta(x)$, где $\zeta(x)$ — статистическая одно-



Фиг. 1

родная дифференцируемая функция координаты x, то рассеянное поле в зоне Френеля можно представить в виде

$$p_s(t) = K(t)\, e^{-i\omega_0 t},$$

а корреляционную функцию огибающей рассеянного поля при нормальном падении в виде [7]

$$\overline{K(t)\, K^*(t+\tau)} = |A|^2 \iint\limits_{l}^{l} e^{-\beta(x-x_1-v\tau)^2 + \frac{ik_0}{H}(x^2-x_1^2)}\, dx\, dx_1, \qquad (1)$$

где $\beta = 2|B''(0)|k_0^2(\zeta_0/\rho_0)^2$, $B''(0)$ — вторая производная по безразмерному аргументу от коэффициента автокорреляции неровностей в нуле, $k_0 = \omega_0/c$ — волновое число падающей волны, ρ_0, ζ_0 — радиус корреляции и среднеквадратичная высота неровностей, ζ_0/ρ_0 — средний наклон неровностей, $2l$ — линейный размер озвученного участка по оси x. Постоянная $|A|^2$ определяется выражением

$$|A|^2 = \frac{1}{\pi}\left(\frac{\mu}{2dH}\right)^2 |F(\mu)|^2$$

где $F(\mu) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int\limits_0^{\mu} e^{iu^2}du$ — интеграл Френеля от аргумента $\mu = \sqrt{\frac{k_0}{H}}\,d$, $2d$ — линейный размер озвученного участка по оси y.

Сделаем замену переменной интегрирования в формуле (1), положив $\sqrt{\beta}(x - x_1 - v\tau) = \xi$. Тогда

$$\overline{K(t)K^*(t+\tau)} =$$

$$= |A|^2 \int\limits_{-l}^{l} dx_1 \int\limits_{-\sqrt{\beta}(l+x_1+v\tau)}^{\sqrt{\beta}(l-x_1-v\tau)} e^{-\xi^2 + \frac{2ik_1}{H\sqrt{\beta}}(\xi+\sqrt{\beta}v\tau)x_1 + \frac{ik_0}{H\beta}(x_1+\sqrt{\beta}v\tau)^2} d\xi. \quad (2)$$

Интегралы в формуле (2) являются весьма сложными и получить их точное значение можно лишь численными методами. Для того, чтобы проанализировать зависимость корреляционной функции от различных параметров задачи, необходимо получить хотя и приближенное, но аналитическое выражение. С этой целью сделаем некоторые упрощающие предположения, которые в известной степени подсказаны условиями эксперимента и потому существенных ограничений на получаемые результаты не накладывают. Будем считать, что выполнены следующие условия:

1) $v\tau_0/l \ll 1$, где τ_0 — временной интервал корреляции флюктуаций звукового поля. Это условие означает, что пространственный радиус корреляции флюктуаций звукового поля мал по сравнению с линейным размером озвученного участка неровной поверхности;

2) $\sqrt{\beta}\,l \gg 1$;

3) $\frac{k_0}{H}(v\tau_0)^2 \ll 1$, т. е. точка наблюдения находится в зоне Фраунгофера относительно участка, длина которого равна пространственному радиусу корреляции флюктуаций звукового поля;

4) $\frac{2k_0 v\tau_0}{H\sqrt{\beta}} \ll 1$, что эквивалентно условию $\frac{(v\tau_0/H)}{(\zeta_0/\rho_0)} \ll 1$, т. е. угловые размеры участка длиной $v\tau_0$ малы по сравнению со средним углом наклона неровностей;

5) $\frac{k_0}{H\rho} \ll 1$ или $k_0 H\left(\frac{\zeta_0}{\rho_0}\right)^2 2|B''(0)| \gg 1$.

При выполнении условий (3)—(5) последним членом в показателе экспоненты под знаком интеграла в выражении (2) можно пренебречь. Кроме того, учитывая условия (1) и (2), пределы интегрирования по ξ можно распространить от $-\infty$ до $+\infty$, так как существенные значения ξ при этом не превышают единицы. После этого интегрирование по x_1 выполняется элементарно. Сделав еще замену переменной $\xi + \sqrt{\beta}\,v\tau = x$, находим

$$\overline{K(t)K^*(t+\tau)} + \frac{H|A|^2}{k_0} e^{-\beta(v\tau)^2} \int\limits_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2+2\sqrt{\beta}v\tau x} \frac{\sin\left(\frac{2k_0 l}{H\sqrt{\beta}}\right)}{x} dx. \quad (3)$$

Для вычисления интеграла в формуле (3) воспользуемся следующим табличным интегралом [9]:

$$\int_0^\infty xe^{-bx^2-\gamma x}\sin ax\,dx = \frac{i\sqrt{\pi}}{8\sqrt{b^3}}\Big\{(\gamma-ia)\,e^{(\gamma-ia)^2/4b}\Big[1-\Phi\Big(\frac{\gamma-ia}{2\sqrt{b}}\Big)\Big]-$$

$$-(\gamma+ia)\,e^{(\gamma+ia)^2/4b}\Big[1-\Phi\Big(\frac{\gamma+ia}{2\sqrt{b}}\Big)\Big]\Big\},\qquad (\mathrm{Re}\,b>0,\ a>0), \tag{4}$$

где $\Phi(x)=\frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^x e^{-u^2}du$ — интеграл вероятности. С помощью соотношения (4) легко показать, что

$$\int_{-\infty}^{+\infty} xe^{-bx^2-\gamma x}\sin ax\,dx = \frac{i\sqrt{\pi}}{8\sqrt{b^3}}[(\gamma-ia)\,e^{(\gamma-ia)^2/4b}-(\gamma+ia)\,e^{(\gamma+ia)^2/4b}]. \tag{5}$$

Проинтегрировав выражение (5) по b в пределах от ∞ до b, мы получим слева наш искомый интеграл, а интегралы в правой части простой заменой переменных сведутся к интегралам вероятности:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-bx^2-\gamma x}\frac{\sin ax}{x}dx = \frac{\pi}{2}\Big[\Phi\Big(\frac{a+i\gamma}{2\sqrt{b}}\Big)+\Phi\Big(\frac{a-i\gamma}{2\sqrt{b}}\Big)\Big]. \tag{6}$$

Воспользовавшись соотношением (6), мы получаем окончательно следующее выражение для коэффициента корреляции флюктуаций:

$$N(\tau)=\frac{K(t)K^*(t+\tau)}{|K|^2}=e^{-\beta(v\tau)^2}\frac{[\Phi(a+i\gamma)+\Phi(a-i\gamma)]}{2\Phi(a)}, \tag{7}$$

где $a\equiv k_0 l/H\sqrt{\beta}$ и $\gamma\equiv\sqrt{\beta}\,v\tau$.

Формула (7) пригодна для численных расчетов, так как интеграл вероятности от комплексного аргумента протабулирован [10]. Однако эту формулу можно еще упростить, если выполняется условие $a\gg 1$ или $\frac{(l/H)}{(\zeta_0/\rho_0)}\gg 1$, т. е. если угловая полуширина характеристики направленности много больше среднего угла наклона неровностей. Удерживая только первый член асимптотического разложения интегралов вероятности, находим,

$$N(\tau)=e^{-\beta(v\tau)^2}. \tag{8}$$

Временной интервал корреляции флюктуаций звукового поля будет

$$\tau_0=\frac{1}{\sqrt{\beta}\,v}. \tag{9}$$

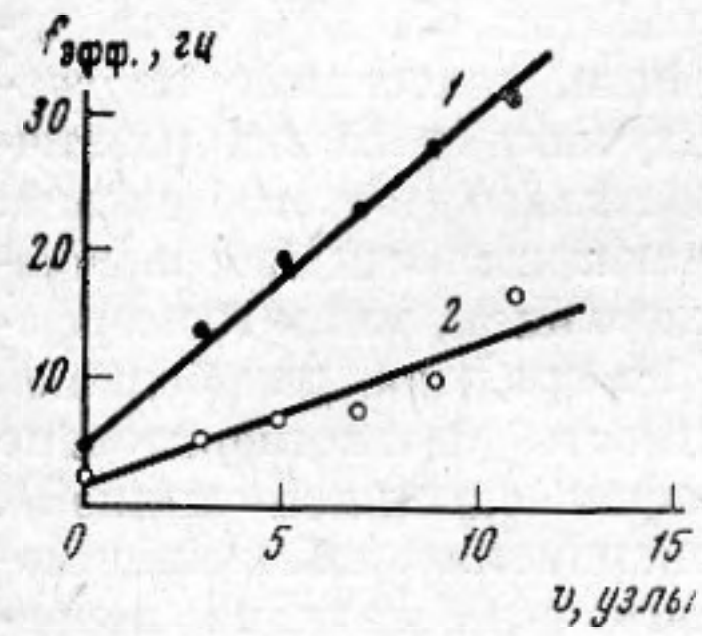
Для сопоставления с экспериментальными данными иногда удобнее иметь дело не с радиусом корреляции, а с обратной ему величиной «эффективной» частоты $f_{\text{эфф}}$:

$$f_{\text{эфф}}=\sqrt{\beta}\,v=\sqrt{2|B''(0)|}\,\omega_0\Big(\frac{\zeta_0}{\rho_0}\Big)\Big(\frac{v}{c}\Big). \tag{10}$$

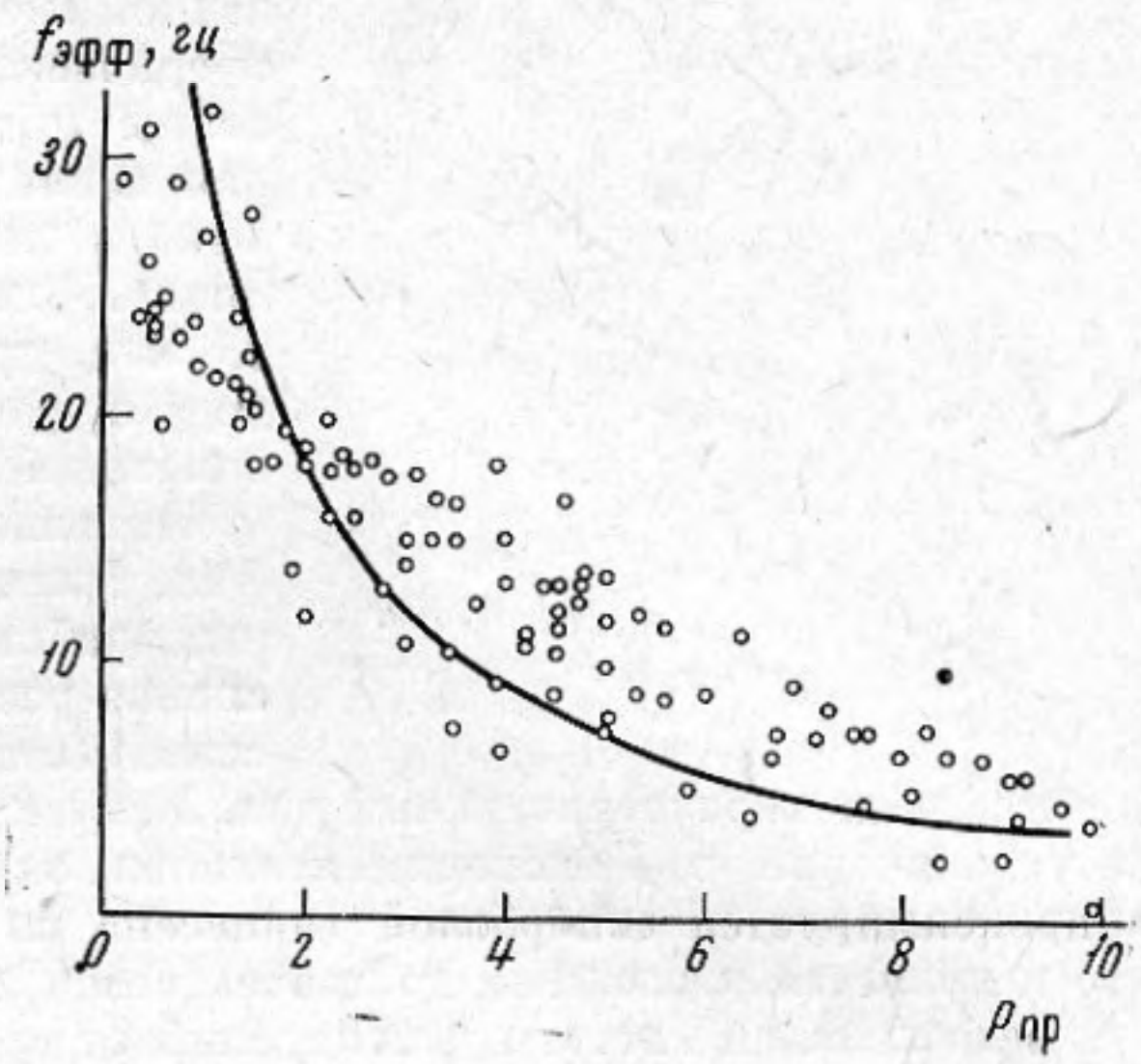
Как следует из данного выражения, эффективная частота флюктуаций пропорциональна скорости перемещения приемно-излучающей систе-

мы, среднему углу наклона неровностей дна и несущей частоте излучения.

Обратимся теперь к экспериментальным данным. На фиг. 2 представлена зависимость величины $f_{эфф}$ от скорости движения судна, несущего приемно-излучающую систему. Результаты были получены в Атлантическом океане на частоте 10 *кгц* при нормальном падении звука на грунт. Кривая *1* относится к рай-



Фиг. 2



Фиг. 3

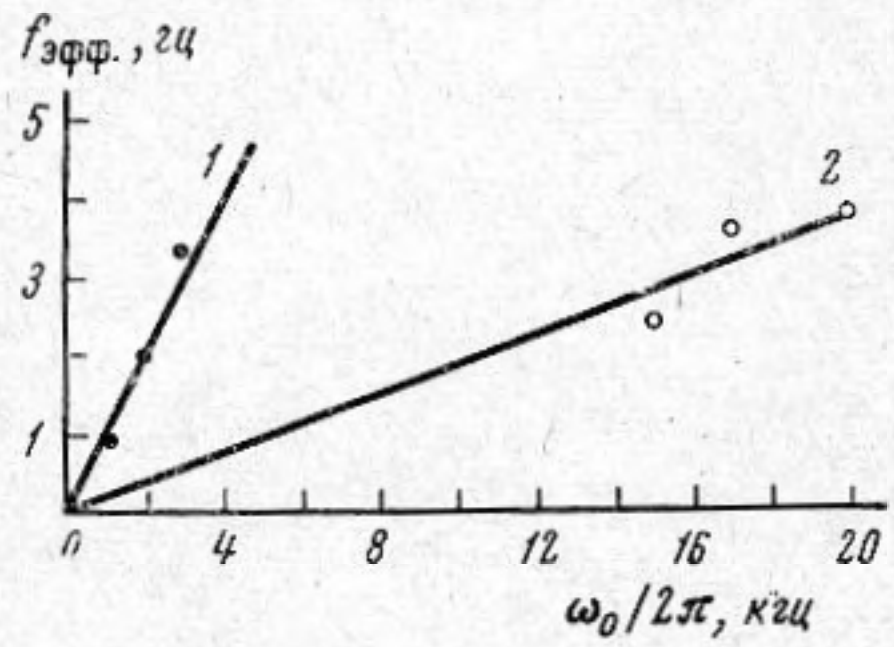
ону Срединно-Атлантического хребта, характеризующемуся сильно расчлененным рельефом, кривая *2* — к району одной из глубоководных котловин с выровненным дном. Глубина места в обоих опытах была примерно одинаковой. Из графика видно, что в обоих случаях частота флюктуаций огибающей в функции скорости хорошо аппроксимируется линейной зависимостью. Отличие $f_{эфф}$ от нуля при отсутствии хода судна обусловлено, очевидно, дрейфом судна, скорость которого в этих опытах составляла 1—2 узла.

Из графика видно также, что угол наклона прямых, аппроксимирующих экспериментальную зависимость, существенно различен в двух опытах, из чего сразу можно сделать вывод о зависимости частоты флюктуаций $f_{эфф}$ от каких-то характеристик отражающей границы. Если предположить, что этой характеристикой действительно является средний угол наклона неровностей $\alpha_{ср} \approx \zeta_0 / \rho_0$ и вычислить его по формуле (10), считая $|B''(0)| = 1$, то получим для второго опыта $\alpha_{ср} = 1{,}5—2{,}0°$ и $\alpha_{ср} = 4{,}5—6{,}0°$ — для первого. Можно отметить, что эти результаты хорошо согласуются с данными работы [11], в которой с помощью другого акустического метода были получены средние углы наклона для районов, аналогичных нашим по типу генерального рельефа дна. Зависимость эффективной частоты флюктуаций от среднего наклона неровностей микрорельефа может быть подтверждена и с помощью других данных. Известно, что для крупных пологих неровностей, при отсутствии в отраженном сигнале когерентной компоненты, среднеквадратичная амплитуда давления рассеянного поля обратно пропорциональна среднему наклону неровностей [12].

В соответствии с формулой (10), эффективная частота флюктуаций связана со средним углом пропорциональной зависимостью. Отсюда следует, что эффективная частота флюктуаций должна быть обратно пропорциональна среднеквадратичной амплитуде рассеянного сигнала, т. е. $f_{эфф} \sim 1 / p_{пр}$. Экспериментальные данные, полученные нами в Атлантическом океане и частично представленные в работе [4], свидетельствуют о том, что в области достаточно высоких частот излучаемого звука (10 *кгц*

и выше) когерентная компонента в отраженном сигнале, как правило, мала.

На фиг. 3 представлена зависимость эффективной частоты флюктуаций от среднеквадратичной амплитуды отраженного сигнала, приведенной к единому расстоянию с учетом сферического расхождения звуковой волны и затухания. Среднеквадратичная амплитуда звукового сигнала выражена в некоторых относительных единицах. Опыты проводились на частоте 9,6 *кгц*, при нормальном падении, на ходу судна около 11 узлов по методике, описанной в работах [5, 13]. Экспериментальные точки, нанесенные на график, были получены в самых различных районах Атлантического океана, сильно различающихся как географическим местоположением, так и геоморфологическими характеристиками дна. Как видно из графика, для большей части значений $p_{пр}$ экспериментальная зависимость удовлетворительно аппроксимируется гиперболой (нанесена на график сплошной линией), что и является косвенным доказательством пропорциональной зависимости эффективной частоты флюктуаций от среднего угла наклона неровностей.



Фиг. 4

Экспериментальные данные свидетельствуют также о том, что во многих случаях в натурных условиях наблюдается пропорциональная зависимость эффективной частоты флюктуаций от несущей частоты излучения, как это и следует из формулы (10). Примеры этому представлены на фиг. 4. Результаты были получены при нормальном падении, в дрейфе, при скорости дрейфа около 1,2 узла, в двух районах океана, резко различающихся по характеристикам генерального рельефа дна. В первом из районов (*1*) рельеф был сильно расчлененный, в другом (*2*) — выровненный.

Можно, однако, заметить, что подобный вид зависимости наблюдается лишь в тех случаях, когда на всех частотах исследуемого диапазона угловая полуширина диаграммы направленности приемно-излучающей системы больше среднего угла наклона неровностей.

Таким образом, имеющиеся данные позволяют заключить, что представленная теория хорошо согласуется с результатами натурных океанических экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. B. K. Gazey. Sea-bed echo amplitude fluctuations arising from ship motion. Rad. Electron. Engr., 1963, 26, 125—134.
2. B. G. Hurdle, R. H. Ferris, K. D. Flowers. Effect of transducer velocity on the structure of signals scattered from the ocean bottom. J. Acoust. Soc. America, 1964, 36, 1936—1942.
3. В. И. Воловов. Флюктуации звуковых сигналов, отраженных от неровной границы, при движении приемно-излучающей системы. Отчет. Акустический институт АН СССР, 1966.
4. И. Б. Андреева, В. И. Воловов, Ю. Ю. Житковский, Н. П. Прозорова. Акустические методы излучения биологических скоплений в звукорассеивающих слоях и малых неровностей для океана. Тр. Акустического института АН СССР. 1967, 3, 232—249.
5. В. И. Воловов, П. В. Гуляев, В. А. Сечкин. Новые данные об отражении звука от дна в Индийском океане. Океанология, 1968, 8, 2, 195—205.
6. Ю. П. Лысанов. О временных флюктуациях звуковых сигналов, рассеянных на дне океана. Акуст. ж., 1967, 13, 3, 401—405.
7. Ю. П. Лысанов. О рассеянии звука на неровной поверхности при движении приемно-излучающей системы. Тр. Акустического института АН СССР, 1967, 2, 141—149.

8. Э. П. Гулин. О рассеянии волн на неровной поверхности при движении излучателя и приемника. Тр. VI Всесоюзной акустической конференции, 1968.
9. И. С. Градштейн и И. М. Рыжик. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, изд. 4-е. М., Физматгиз, 1962.
10. В. Н. Терентьев и Н. М. Терентьев. Таблицы значений интеграла вероятностей от комплексного аргумента. М., ГТТИ, 1954.
11. Л. А. Воловова, Ю. Ю. Житковский. Определение некоторых параметров неровностей дна акустическими методами. Океанология, 1966, 6, 6, 1089—1092.
12. М. А. Исакович. Рассеяние волн от статистически шероховатой поверхности. Отчет. Физический институт им. П. Н. Лебедева АН СССР, 1953.
13. В. И. Воловов, Ю. Ю. Житковский. Об измерениях коэффициента отражения звука от дна океана. Океанология, 1966, 6, 6, 1086—1088.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступила в редакцию
7 августа 1968 г.