АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том 36 1990 Вып. 3

УДК 534.231,534.24

© 1990 г.

Н. В. Горская, И. Ю. Грязнова, С. Н. Гурбатов, Г. Н. Николаев

ФИЗИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ НА ДИСКРЕТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЯХ

Рассмотрены процессы обратного рассеяния акустических сигналов от дискретных неоднородностей, расположенных на слабо отражающем дне. Показано, что интерференция когерентной компоненты рассеянного поля и отраженного от подложки сигнала может приводить к немонотонной зависимости средней амплитуды и ее среднего квадрата от средней концентрации рассеивателей.

Интерес к исследованию эффектов, возникающих при обратном рассеянии акустических волн на дискретных неоднородностях, связан с необходимостью разработки и совершенствования эффективных дистанционных методов разведки месторождений железомарганцевых конкреций (ЖМК) на дне океана [1—4]. Являясь многокомпонентными рудами, ЖМК в настоящее время рассматриваются как важный источник минерального сырья. По данным многочисленных экспедиций, ЖМК залегают на слоях осадочных пород, плохо отражающих звуковые волны. Плотность конкреций и скорость звука в них заметно превышают эти параметры окружающего осадка.

Суть акустических методов обнаружения ЖМК — по рассеянному дном сигналу оценить запасы ЖМК, т. е. их концентрацию. Однако на интенсивность сигнала, рассеянного в обратном направлении, влияет не только концентрация конкреций в озвученной области дна, но и ряд других факторов. В работе [5] в приближении однократного рассеяния проведен теоретический анализ влияния статистики расположения отдельных рассеивателей, распределения их по размерам, наличия неровностей подстилающей рассеиватели звукопрозрачной поверхности, частоты зондирующих сигналов на энергетические характеристики эхосигналов. Теория предсказывает монотонный рост средней интенсивности рассеянного поля и уменьшение ее относительных флуктуаций с увеличением концентрации рассеивателей $\bar{n}$. Причем вклад некогерентной компоненты рассеянного сигнала в среднюю интенсивность пропорционален $\bar{n}$, когерентной-$\bar{n}^2$ [5, 6]. Для проверки теоретических оценок возникает необходимость проведения экспериментальных исследований. Поскольку в натурных условиях невозможно проконтролировать изменение всех параметров задачи, для изучения эффектов обратного рассеяния целесообразно использовать физическое моделирование процессов рассеяния акустических волн на дискретных неоднородностях.

Лабораторные исследования проводились с помощью установки, блок-схема которой показана на рис. 1. Имитаторы ЖМК располагались на дне экспериментальной ванны, наполненной водой. Запись амплитуды рассеянного сигнала происходила по мере передвижения каретки с жестко закрепленной на ней приемоизлучающей системой вдоль ванны с постоянной скоростью 0,47 см/с. Работа проводилась на частоте 150 кГц в локационном режиме. Для имитации квазинепрерывного сигнала была выбрана частота повторения импульсов, равная 90 Гц, что обеспечивало прием большого числа рассеянных импульсов за время смешения локатора на расстояние порядка поперечного радиуса корреляции рассеянного поля. В то же время длительность зондирующего импульса (180 мкс)

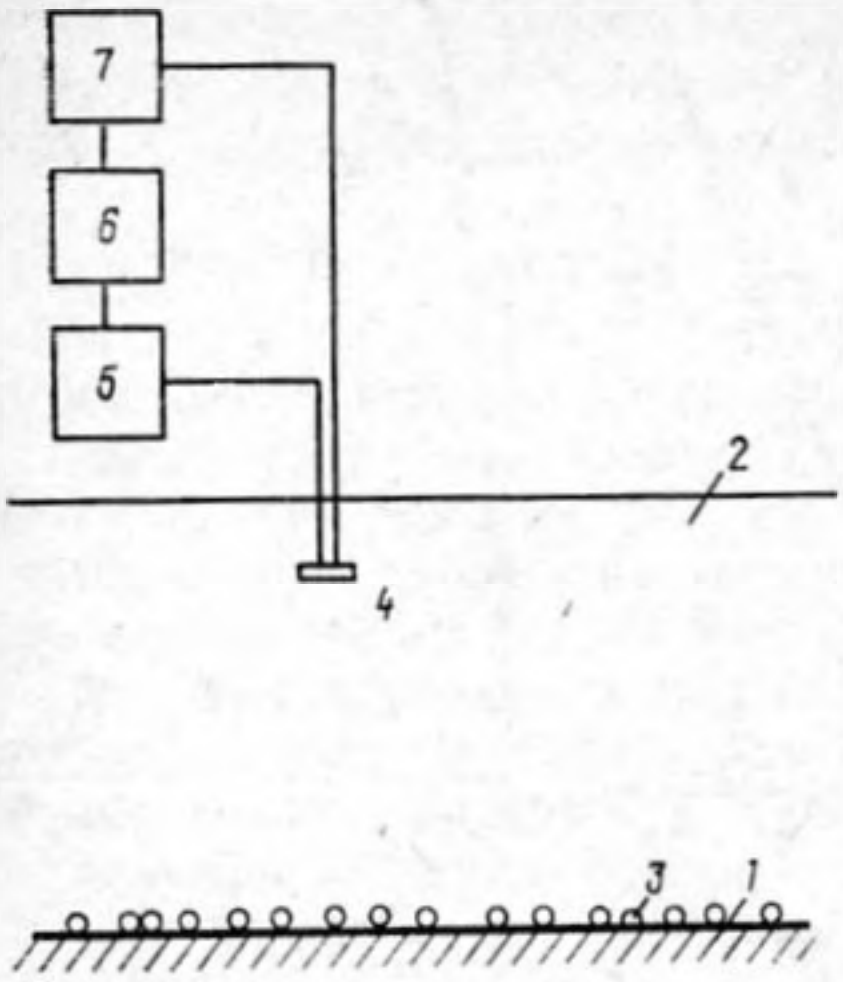

Рис. 1

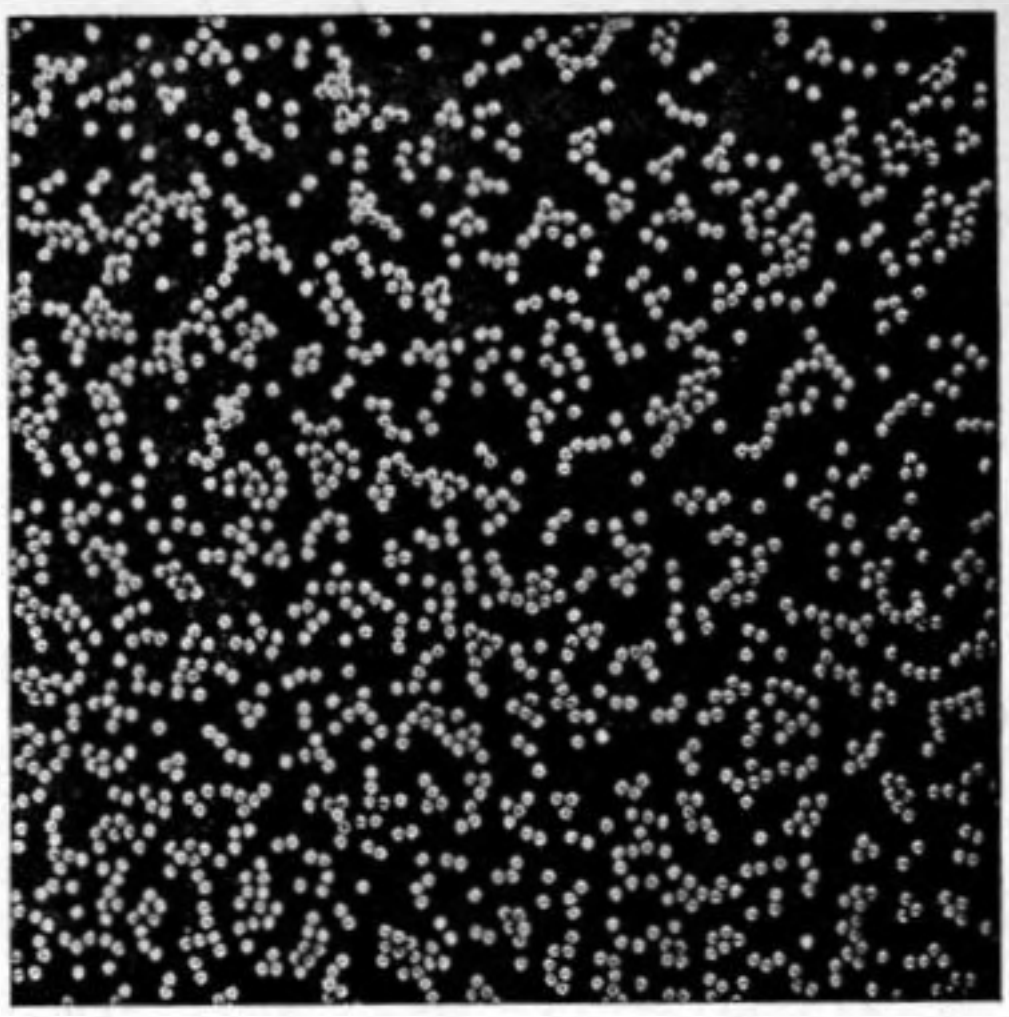

Рис. 2

Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки: *1* – резиновая подложка, *2* – водная среда, *3* – имитаторы ЖМК, *4* – локатор, *5* – блок формирования последовательности радиоимпульсов, *6* – блок согласования и стробирования, *7* – блок приема и регистрации отраженных сигналов

Рис. 2. Пример пространственного расположения имитаторов на поверхности дна, $\tilde{\varepsilon}=0{,}3$

позволяла считать сигнал монохроматическим. ЖМК моделировались стальными шариками диаметром 3,175 мм. Все рассеиватели имели одинаковые размеры. Шарики располагались по дну случайным образом, однако средняя поверхностная плотность их расположения (средняя концентрация) в каждом опыте оставалась постоянной. Исследовался случай нормального падения акустических сигналов на дно. В качестве излучателя и приемника использовался пьезокерамический преобразователь апертурой $d=7$ см. Рассеиватели находились в зоне Фраунгофера по отношению к излучателю. По ширине основного лепестка диаграммы направленности преобразователя θ_0 был оценен его эффективный размер $d_{эф}=\lambda/\theta_0=7{,}5$ см.

Были проведены измерения для семи значений коэффициентов упаковки имитаторов. Под коэффициентом упаковки понимается относительная площадь, заполненная шариками $\varepsilon=\pi a^2\bar{N}/S=\pi a^2\bar{n}$, где a – радиус шарика, $\bar{n}$ – их средняя концентрация, $\bar{N}$ – среднее число шариков на площадке площади S. Максимальный коэффициент упаковки, который удалось достигнуть в опыте, был равен $\varepsilon_{max}=0{,}76$. В идеальном случае шариками могло бы быть заполнено 90,7% плоскости, т. е. $\varepsilon^{т}_{max}\simeq 0{,}91$ [7]. Относительные коэффициенты упаковки $\tilde{\varepsilon}=\varepsilon/\varepsilon_{max}$ составляли 0,05; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 0,8; 1,0. В качестве примера на рис. 2 приведена фотография фрагмента дна в эксперименте с $\tilde{\varepsilon}=0{,}3$. Построенная в результате ее оптической обработки функция корреляции пространственного расположения шариков свидетельствует о том, что положения отдельных рассеивателей на плоскости дна некоррелированы.

Дно, на котором размещались имитаторы ЖМК, представляло собой восемь последовательно соединенных кусков резины размером 40×40 см. Экспериментально найдено, что модуль коэффициента отражения от дна нормально падающей волны V_0 равен 0,2. В каждом эксперименте два участка дна оставались свободными, на остальных находились рассеиватели. Таким образом, сначала шла запись амплитуды отраженного сигнала над «чистым» дном $A_д$, затем над шариками A. Отметим, что у сигнала, отраженного «чистым» дном, наблюдались малые флуктуации амплитуды – коэффициент ее вариации $\eta=\sqrt{\langle A^2\rangle-\langle A^2\rangle}/\langle A\rangle$ составлял в среднем 0,012. Это давало возможность провести достаточно

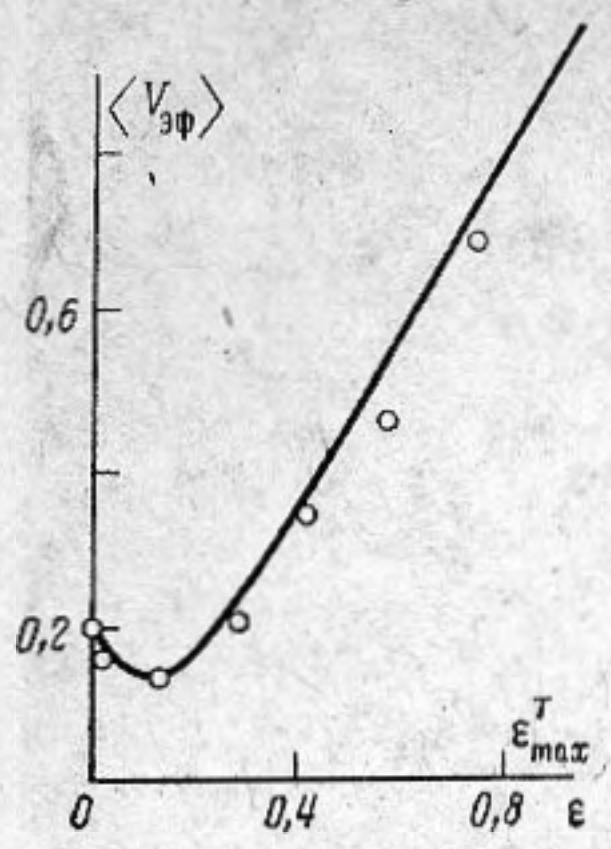

Рис. 3

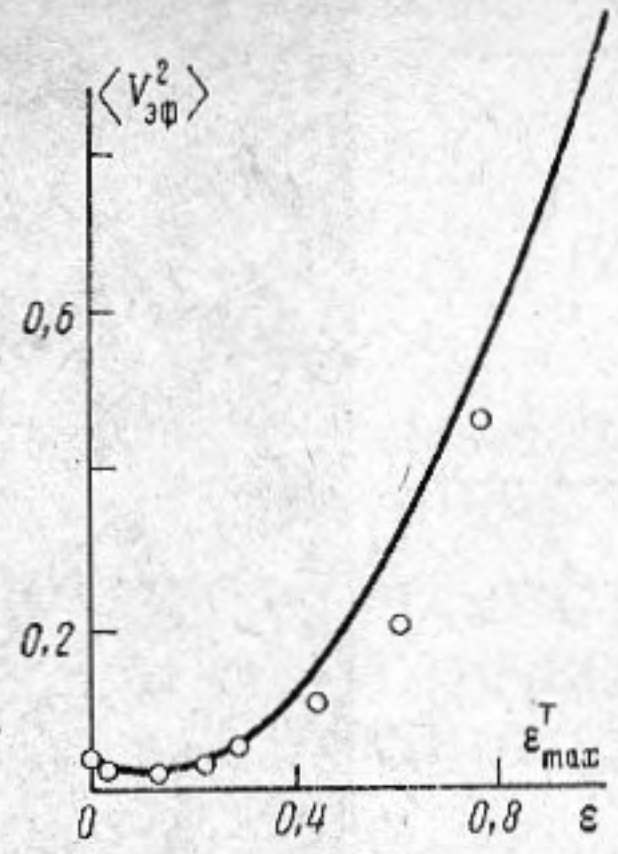

Рис. 4

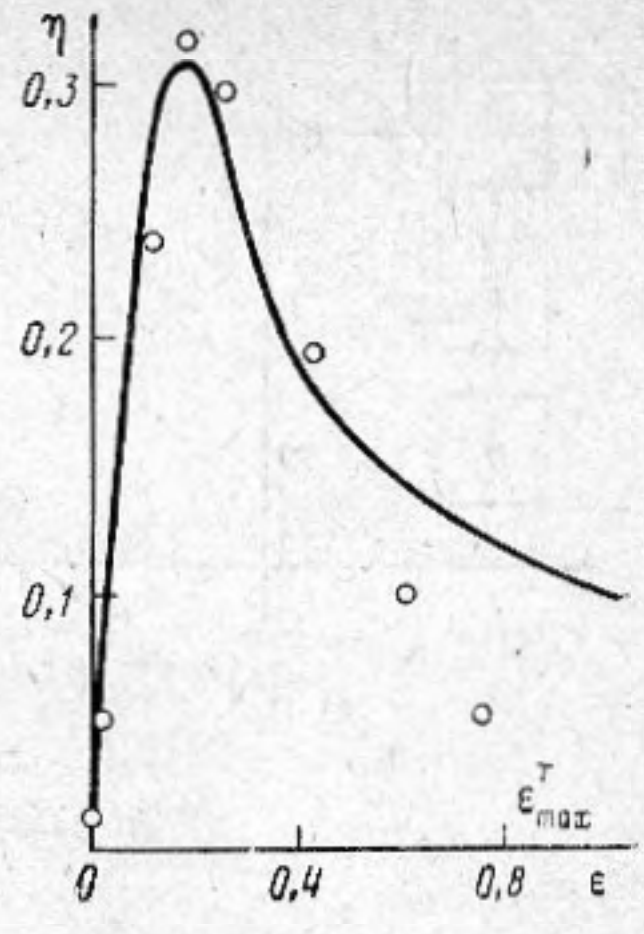

Рис. 5

Рис. 3. Зависимость среднего значения эффективного коэффициента отражения от коэффициента упаковки рассеивателей

Рис. 4. Зависимость среднего квадрата эффективного коэффициента отражения от коэффициента упаковки рассеивателей

Рис. 5. Коэффициент вариации амплитуды рассеянного поля

точную нормировку и перейти к безразмерной характеристике амплитуды рассеянного поля — эффективному коэффициенту отражения от совокупности шариков $V_{эф}(t)=V_0A(t)/\langle A_д \rangle$. Известно [6], что поперечный радиус пространственной корреляции рассеянного сигнала $\rho_{кор}$ порядка d. Отсюда можно оценить число статистически независимых точек как $L/\rho_{кор}$, где L — длина реализации.

После статистической машинной обработки построены экспериментальные зависимости среднего эффективного коэффициента отражения $\langle V_{эф} \rangle$, его среднего квадрата $\langle V_{эф}^2 \rangle$ и коэффициента вариации амплитуды η от абсолютного коэффициента упаковки рассеивателей. Они изображены маркерами на рис. 3—5 соответственно. Результаты физического моделирования не подтвердили монотонный рост средней интенсивности рассеянного сигнала с увеличением средней концентрации имитаторов. Не предсказан теорией и максимум в зависимости $\eta(\bar{n})$. Чтобы понять причины возникновения наблюдаемых в экспериментах эффектов, обратимся к модели рассеяния с учетом сигнала, отраженного от подложки.

Она построена в приближении однократного рассеяния [6]. Шарики полагались одинаковыми и абсолютно жесткими. Коэффициент рассеяния в обратном направлении акустической волны на уединенном шарике α являлся функцией ka (k — волновое число, a — радиус шарика) [8, 9]. Считалось, что рассеиватели расположены на плоскости дна хаотически и в среднем равномерно, т. е. плотность вероятности $W(r)$ постоянна. Положения отдельных рассеивателей считались независимыми, что позволило представить бинарную функцию распределения как произведение одноточечных функций распределения. Диаграмма направленности излучателя (приемника) аппроксимировалась гауссовой кривой $D^2(\theta)=\exp(-\theta^2/\theta^2_{max})$, $\theta_{max}=\lambda/d_{эф}$.

Сначала рассмотрим случай звукопрозрачного дна и приведем рассуждения, аналогичные сделанным в работе [5]. Нетрудно записать выражение для среднего (когерентного) поля в точке приема. Обозначим его $\langle p_ш \rangle$, поскольку вклад в рассеянный сигнал в этом случае дают только шарики. После усреднения по случайной координате рассеивателей r и их числу в озвученной области дна имеем

$$\langle p_ш \rangle = A_0\alpha(ka)\bar{N}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{e^{2ikR}}{R^2}W(\mathbf{r})D^2\left(\frac{r}{R}\right)d\mathbf{r} \simeq \frac{iA_0\alpha(ka)\bar{n}\lambda}{2h}e^{2ikh}$$

Здесь A_0 — амплитуда излучаемой волны, h — расстояние между преобразователем и плоскостью дна, $R=\sqrt{h^2+r^2}$. Напомним, что исследуется нормальное падение сигналов на дно. Среднюю интенсивность рассеянного поля можно найти аналогичным образом:

$$\langle I_ш\rangle=\left(\frac{A_0\lambda}{2h}\right)^2|\alpha(ka)|^2\left(\bar{n}^2+\frac{2\bar{n}\pi}{d_{эф}^2}\right). \qquad (1)$$

Она является суммой когерентной и некогерентной компонент, первая из которых будет доминировать при больших концентрациях рассеивателей. Заметим, что формула (1) не объясняет поведение экспериментальной зависимости — наблюдаемого минимума $\langle V_{эф}^2\rangle$ при концентрациях, соответствующих $\varepsilon\simeq0{,}1-0{,}2$ (фиг. 4).

Поэтому перейдем к рассмотрению модели обратного рассеяния акустических волн на имитаторах ЖМК с учетом сигнала, отраженного от резинового дна. Задачу будем решать методом возмущений, полагая, что в первом приближении исследуемый сигнал является суммой отраженного дном и рассеянного шариками полей $p=p_д+p_ш$, следовательно, $\langle p\rangle=\langle p_д\rangle+\langle p_ш\rangle$, $\langle I\rangle=\langle|p_д+p_ш|^2\rangle$. Известно, что комплексный коэффициент отражения от плоскости дна V определяется следующими характеристиками материала: плотностью, скоростью звука и коэффициентом затухания [10, 11]. Для дальнейших рассуждений удобно выделить его модуль и фазу: $V=V_0\exp(i\varphi_v)$. Кроме того, представим коэффициент обратного рассеяния от отдельного шарика в виде $\alpha(ka)=\alpha_0(ka)\exp(i\varphi_\alpha(ka))$ и учтем, что эффективный центр рассеяния находится в центре шарика, т. е. на расстоянии a от плотности дна. Тогда полная средняя интенсивность принимаемого поля равна

$$\langle I\rangle=\left(\frac{A_0}{2h}\right)^2\left\{(\alpha_0\lambda)^2\left(\frac{2\bar{n}\pi}{d_{эф}^2}+\bar{n}\right)^2+V_0^2+2V_0\alpha_0\lambda\bar{n}\sin(2ka+\varphi_v-\varphi_\alpha)\right\}. \qquad (2)$$

Кроме суммы интенсивностей сигналов, отраженного от «чистого» дна и рассеянного шариками, в формуле (2) появляется слагаемое, описывающее интерференцию их когерентных компонент. Благодаря этому в зависимости от фазовых соотношений с ростом концентрации имитаторов может наблюдаться как увеличение, так и уменьшение среднего значения интенсивности рассеянного поля. Эффект будет проявляться особенно ярко в области малых концентраций, когда вклад отраженного дном сигнала в принимаемое поле относительно велик. И при определенных условиях $\left(\bar{n}\simeq\frac{2V_0}{\alpha_0\lambda}|\sin(2ka+\varphi_v-\varphi_\alpha)|,\quad \sin(2ka+\varphi_v-\varphi_\alpha)<0\right)$ когерентная компонента рассеянного поля может быть полностью скомпенсирована. Нормируя выражение (2) на интенсивность сигнала, отраженного «чистым» дном, и вводя эмпирический множитель $(1-\varepsilon)$, показывающий относительную площадь, не занятую рассеивателями, для среднего квадрата эффективного коэффициента отражения получим

$$\langle V_{эф}^2\rangle=\left(\frac{2\alpha_0}{ka}\right)^2\left(\frac{2\pi\varepsilon}{d_{эф}^2}+\frac{\varepsilon^2}{a^2}\right)+V_0^2(1-\varepsilon)^2+$$
$$+4\frac{V_0}{ka}\frac{\alpha_0}{a}\varepsilon(1-\varepsilon)\sin(2ka+\varphi_v-\varphi_\alpha).$$

При $ka\gg1$ поведение $\alpha(ka)$ [8] можно аппроксимировать периодической функцией ka: $\alpha(ka)=a\exp(-i(2ka+\varphi_0))/2$, т. е. в лучевом приближении можно считать, что эффективный центр рассеяния находится на поверхности шарика (зеркальная точка) и интерференционное слагаемое средней интенсивности пропорционально $V_0\varepsilon(1-\varepsilon)\sin(4ka+\psi)/ka$, где $\psi=\varphi_v-\varphi_0$. Поскольку при $ka\gg1$ модуль коэффициента отражения от уединенного шарика $\alpha_0=a/2$ и не зависит от частоты звуковой волны, наличие акустически непрозрачного дна позволяет по частотной зависимости среднего квадрата эффективного коэффициента отражения определить раз-

мер рассеивателей. Разброс размеров рассеивателей приводит к затуханию как когерентной компоненты средней интенсивности [5], так и ее интерференционного члена. Если распределение рассеивателей по размерам подчиняется нормальному закону, то осцилляции средней интенсивности будут затухать как $\sin(4ka_0+\psi)\exp(-8\sigma^2k^2)$, где a_0 — средний размер рассеивателей, σ — их среднеквадратичное отклонение, и при достаточно узком распределении ($\sigma \ll a_0$) частотная зависимость интенсивности несет информацию о среднем размере рассеивателей.

При $ka \ll 1$ анализ поведения коэффициента рассеяния звука в обратном направлении на абсолютно жесткой сфере позволяет аппроксимировать его функцией $\alpha(ka) = -i(ka)^2a/2$. При этом не будет наблюдаться осцилляций средней интенсивности, но интерференционное слагаемое, пропорциональное ka, может играть существенную роль по сравнению с регулярной компонентой рассеянного поля, пропорциональной $(ka)^2$.

Для того чтобы от статистических характеристик акустического поля $\langle p \rangle$, $\langle I \rangle$ перейти к статистическим характеристикам амплитуды $\langle A \rangle$, $\langle A^2 \rangle$, предположим, что принимаемый сигнал, представляющий собой сумму сигналов, рассеянных отдельными шариками, имеет нормальное распределение. Следовательно, одномерная функция распределения его огибающей совпадает с обобщенным законом распределения Рэлея и два первых момента амплитуды можно найти по известным формулам [12].

В обсуждаемых опытах по обратному рассеянию акустических волн частотой 150 кГц на имитаторах ЖМК диаметром 3,175 мм реализовывался случай, когда параметр ka порядка единицы и коэффициент рассеяния на уединенном шарике приблизительно равен $\alpha(ka) = -ia/2$. При построении теоретических кривых, кроме того, полагалось $\varphi_v = 0{,}4$, поскольку скорость звука в подложке порядка 1860 м/с, а ее плотность — 1,3 г/см^3. Характер отражения звуковых волн дном и рассеяния их шариками обуславливает такие фазовые соотношения между отраженными и рассеянными компонентами принимаемых сигналов, которые приводят к уменьшению средней интенсивности (а, следовательно, $\langle A^2 \rangle$ и $\langle A \rangle$) с ростом концентрации рассеивателей при малых коэффициентах их упаковки. При этом быстро растут относительные флуктуации амплитуды, так как с доминирующим отраженным дном сигналом некогерентно складываются сигналы, рассеянные отдельными шариками. Затем с ростом концентрации шариков в рассеянном поле начинает преобладать когерентная компонента, что приводит к уменьшению коэффициента вариации его амплитуды.

Теоретические зависимости среднего коэффициента отражения $\langle V_{эф} \rangle$, его среднего квадрата $\langle V_{эф}^2 \rangle$ и коэффициента вариации амплитуды от абсолютного коэффициента упаковки рассеивателей изображены сплошными линиями на рис. 3—5. Они достаточно точно описывают поведение реального процесса при небольших концентрациях имитаторов. Поскольку анализ проводился в рамках теории однократного рассеяния, в случае более плотных упаковок рассеивателей имеется расхождение с экспериментальными данными, что, очевидно, связано с возникновением эффектов многократного рассеяния звуковых волн на дискретных неоднородностях. Однако для качественных оценок концентрации рассеивателей по отраженному дном сигналу удобно пользоваться выбранным приближением.

В заключение авторы выражают благодарность А. В. Бунчуку и В. И. Воловому за полезные обсуждения, а также В. В. Курину и А. В. Отопкову за помощь в проведении экспериментов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Зотов А. И., Кузнецов В. Н., Савельев В. В.* Глубоководный гидроакустический комплекс // Океанология. 1984. Т. 24. С. 175—179.
2. *Житковский Ю. Ю., Зотов А. И., Краснобородько В. В., Фокин А. В., Чепурин Ю. А.* Об акустическом методе оценки концентрации конкреций на дне океана // Океанология. 1985. Т. 25. № 5. С. 219—223.
3. *Дмитриевский Н. Н., Житковский Ю. Ю., Куликов А. В.* Экспериментальные исследования рассеяния звука на слое сферических тел // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 3. С. 329—333.

4. *Житковский Ю. Ю., Зотов А. И., Савельев В. В., Фокин А. В.* Особенности рассеяния звука дном океана, содержащим железомарганцевые конкреции // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 5. С. 884–888.
5. *Бунчук А. В., Ивакин А. Н.* Энергетические характеристики эхосигнала от дискретных рассеивателей дна океана // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 1. С. 8–18.
6. *Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И.* Введение в статистическую радиофизику. Случайные поля. Ч. 2. М.: Наука, 1978. 241 с.
7. *Асламазов Л. Г., Варламов А. А.* Удивительная физика. М.: Наука, 1987. 103 с.
8. *Скучик Е.* Основы акустики. Ч. 2/Перевод с англ. М.: Мир, 1976. 86 с.
9. *Лепендин Л. Ф.* Акустика. М.: Высш. шк., 1978. 298 с.
10. *Сташкевич А. П.* Акустика моря. Л.: Судостроение, 1966. 121 с.
11. *Бреховских Л. М.* Волны в слоистых средах. М.: Изд-во АН СССР, 1957. 32 с.
12. *Левин Б. Р.* Теоретические основы статистической радиотехники. М.: Сов. радио, 1966. 423 с.

Горьковский государственный
университет им. Н. И. Лобачевского
Радиофизический факультет

Поступила в редакцию
22.05.89

N. V. Gorskaya, I. Yu. Gryaznova, S. N. Gurbatov, G. M. Nikolaev

PHYSICAL MODELING OF PROCESSES OF ACOUSTIC SIGNALS BACKSCATTERING BY DISCRETE INHOMOGENEITIES

The processes of acoustic signals backscattering by discrete inhomogeneities situated on the weakly reflecting bottom are considered. It is shown that interference of the coherent components of the scattered field and the signal reflected by the bottom can lead to unmonotone dependence of the mean amplitude and its mean square upon the mean concentration of scatterers.