АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 1995, том 41, № 2, с. 245 - 248

УДК 551.510.42

ОПТОАКУСТИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ В МЕЛКОМ МОРЕ: АНАЛИЗ ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ДОННОЙ РЕВЕРБЕРАЦИИ

© 1995 г. С. В. Егерев, А. Н. Ивакин, О. Б. Овчинников, А. Е. Пашин

Акустический институт им. Н.Н. Андреева РАН
117036 Москва, ул. Шверника, 4

Поступила в редакцию 24.06.94 г.

Показана возможность дистанционного зондирования донных отложений в мелководных районах звуковым импульсом оптоакустического источника, возбуждаемого при воздействии на морскую поверхность лазерного излучения. Рассеяние широкополосного импульса дном позволило получить семейство записей донной реверберации на выделенных частотах. При сравнении данных с предложенной моделью высокочастотного донного рассеяния оценены коэффициенты рассеяния звука неоднородностями осадков и степень их анизотропии.

Эффективное оптоакустическое преобразование в морской среде происходит под действием излучения CO_2-лазера (длина волны 10.6 мкм, характерный диаметр пятна облучения $a = 3 - 5$ см). Излучение на этой длине волны поглощается в тонком (~0.001 см) легко испаряющемся водном слое. Поэтому возбуждаемый CO_2-лазером звуковой импульс уже при небольших величинах плотности оптической энергии (2 - 3 Дж/см^2) является результатом теплового расширения поглощающей области ("термооптический механизм") и ее последующего испарения (звукообразование за счет импульса отдачи паров). Такой источник звука получил название комбинированного оптоакустического источника (ОАИ) [1, 2].

Излучение звука комбинированным ОАИ представляет широкополосный импульс длительностью 5 - 10 мкс, энергетическая характеристика имеет вертикальную направленность, характерный уровень поля, приведенный к расстоянию $R = 1$ м, составляет 0.1 МПа м в максимуме, полная акустическая энергия, доставленная в морскую среду, составляет 1 - 10 Дж [3].

Несмотря на то, что к настоящему времени накоплен определенный опыт применения ОАИ для дистанционного гидроакустического зондирования морской среды [4], исследования распространения импульса ОАИ в мелком море ограничивались лишь единичными опытами по оптоакустической шельфовой батиметрии [5]. В настоящей работе приведены первые результаты по зондированию морского дна, полученные при анализе донной реверберации в мелководном районе, сопровождающей возбуждение комбинированного ОАИ в приповерхностном слое.

Особенности ОАИ, существенные при акустическом зондировании дна, на относительно небольших дистанциях (до 1 км), следующие. Во-первых, излучаемый сигнал является широкополосным, занимая в спектре полосу от единиц Гц до сотен кГц. Таким образом, очевидна высокая разрешающая способность зондирующего импульса, а также помехоустойчивость при распространении в мелком море. Во-вторых, широкополосный отклик при обработке рассеянного поля позволяет получить семейство узкополосных реверберационных сигналов для "замороженной" конфигурации эксперимента. Это семейство можно использовать для восстановления коэффициента обратного рассеяния звука от дна на разных частотах в силу хорошей воспроизводимости спектрально-угловой характеристики акустического излучения ОАИ. И, наконец, следует отметить возможность управления положением пятна облучения в широких пределах.

Натурный эксперимент проводился в летний период в мелководных районах Черного моря с глубиной места от 4 до 30 м и песчаным либо илистым дном. Лазерная установка располагалась на борту НИС, система зеркал позволяла управлять положением источника, перемещая точку входа луча в воду в пределах нескольких десятков метров. Энергия в лазерном импульсе составляла 200 Дж, а характеристики реализуемого в приповерхностной области источника соответствовали вышеупомянутым типичным значениям. В эксперименте реализованы различные варианты моно- и бистатической конфигурации системы "источник–приемник". В данной публикации мы ограничиваемся представлением результатов для моностатического случая: приемник звука располагался на глубине 1 м под источником, в каждый момент времени t область существования рассеивателей в плоскости дна была ограничена окружностью радиуса $((ct)^2 - H^2)^{1/2}$ с центром.

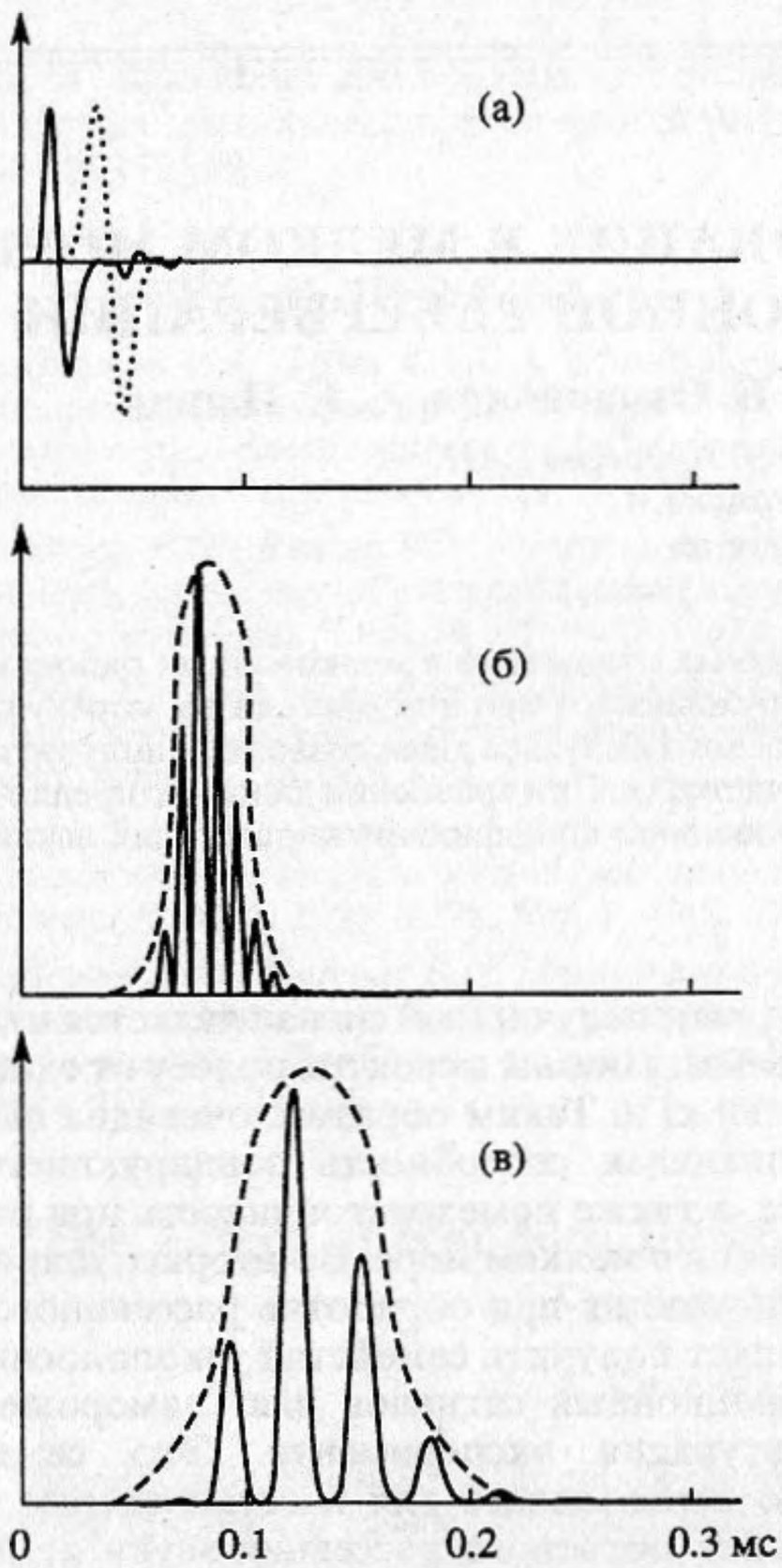

Рис. 1. а – Импульс излучения ОАИ на продолжении оси луча в дальнем поле (сплошная линия); расчетный профиль, полученный обратным Фурье-преобразованием формулы (1) при $\tau_l = 8$ мкс (пунктир). б – Квадратичный сигнал, соответствующий фильтрации исходного импульса на частоте 64 кГц; в – то же на частоте 16 кГц (штриховая линия – огибающая $F(\omega, t)$).

совпадающим с проекцией источника на плоскость дна. Здесь H – глубина места, c – скорость звука.

Зондирующий и рассеянный сигналы в полосе частот до 100 кГц регистрировались гидрофонами 8101 фирмы "Брюль и Къер", а в полосе до 300 кГц – гидрофонами собственного производства. Запись сигнала осуществлялась как аналоговым (измерительный магнитофон 7005 фирмы "Брюль и Къер"), так и цифровым способом (цифровое регистрирующее устройство). Окончательная обработка записей производилась с помощью микро-ЭВМ. Обработка предполагала накопление с усреднением, узкополосную фильтрацию (относительная полоса частот 0.1 по уровню относительной амплитуды 0.7) и вычисление интенсивности реверберации.

Для описания излученного сигнала воспользуемся известной в оптоакустике инженерной формулой для спектрально-угловой зависимости поля комбинированного ОАИ в дальней зоне [3].

$$p(\omega, \theta) = P_0 i \frac{\omega \cos\theta a^2}{2Rc} \times \times \exp\left[i\omega\left(\frac{R}{c}\right) - \frac{\omega^2\tau_a^2}{4}(\sin\theta)^2 - \omega^2\tau_l^2 \right], \quad (1)$$

где P_0 – пиковое давление в центре поглощающей свет области на поверхности воды, θ – угол с нормалью к поверхности, задающий направление на точку наблюдения, τ_l – длительность энергонесущей части лазерного импульса, $\tau_a = a/c$, R – расстояние от центра до точки наблюдения.

Узкополосная частотная фильтрация временнóй зависимости донной реверберации позволяет определить на разных частотах угловую структуру интенсивности рассеянного дном поля. Ее анализ, в свою очередь, позволит выбрать адекватную модель рассеяния и, при определенных предположениях, оценить некоторые параметры рассеивающей среды.

Рассмотрим следующую модель реверберации. Пусть рассеивателями являются неровности поверхности дна и неоднородности сравнительно тонкого приповерхностного слоя осадков, что соответствует модели высокочастотного донного рассеяния [6, 7]. В этом случае среднюю интенсивность рассеянного дном сигнала после узкополосной фильтрации в моностатическом случае можно представить в виде

$$I(\omega, t) = \int I_0(\theta, \omega, t - 2R_s/c) m_s(\theta, \omega) R_s^{-4} d^2 r, \quad (2)$$

где ω – центральная (несущая) круговая частота сигнала после его узкополосной фильтрации, т.е. частота фильтра, r – текущее расстояние до произвольного рассеивателя в плоскости дна, $R_s = (r^2 + H^2)^{1/2}$ – расстояния от точки излучения-приема до произвольной точки рассеяния на средней плоскости рассеивающей поверхности дна, задаваемой углом падения $\theta = \mathrm{arctg}(r/H)$, m_s – коэффициент рассеяния звука дном, $I_0(\theta, \omega, t)$ – интенсивность излученного сигнала, приведенная к единичному расстоянию от источника и соответствующая выбранной частоте фильтра. Эту зависимость можно представить в следующем виде:

$$I_0(\theta, \omega, t) = I_1(\omega) D(\omega, \theta) F(\omega, t), \quad (3)$$

где $D(\omega, \theta)$ – частотно-угловая диаграмма направленности излученного сигнала на частоте ω, $I_1(\omega) = \max\limits_{t,\theta} I_0(\theta, \omega, t)$ – нормировочное значение его интенсивности, F – квадрат его нормированной на максимальное значение огибающей.

Используя формулу (1), выражение для диаграммы $D(\omega, \theta)$ можно записать в виде:

$$D(\omega, \theta) = \cos^2\theta \exp(-\omega^2\tau_a^2\sin^2\theta/2). \quad (4)$$

Функция (4) при не очень малых τ_a описывает частотно-окрашенную по пространству диаграмму направленности оптоакустического источника.

Вид функции $F(\omega, t)$ можно определить, исходя из (1), а также эмпирически. Импульсный сигнал ОАИ в широкой полосе частот, зарегистрированный в направлении максимума в дальнем поле, приведен на рис. 1а (сплошная линия). Пунктиром изображен профиль, соответствующий обратному Фурье-преобразованию (1) при $\tau_l = 8$ мкс. Вид сигнала после фильтрации существенно зависит от относительной ширины полосы частот фильтра $\nu = \Delta\omega/\omega$ и его центральной частоты ω. На рис. 1б и 1в показан квадратичный сигнал по напряжению при $\nu = 0.1$ на частотах $f = \omega/2\pi =$ $= 16$ кГц и 64 кГц, соответственно. Огибающая этого сигнала и представляет собой функцию $F(\omega, t)$, которая с хорошей точностью аппроксимируется выражением

$$F(\omega, t) = (\omega t/\nu)^2 \exp[1 - (\omega t/\nu)^2]. \quad (5)$$

Переходя в (2) к интегрированию по $x = \cos\theta(r)$, получим с учетом (3) - (5) для нормированной интенсивности рассеянного поля в точке излучения–приема следующее выражение:

$$J_s(\omega, t) = 4H^2 I(\omega, t)/I_1(\omega) = \\ = 8\pi \int_{t/t_0}^{1} D(\omega, x)F(\omega, t - t_0/x)m_s(x, \omega)x dx \quad (6)$$

при $t > t_0$ и $J_s = 0$ при $t < t_0$, где $t_0 = 2H/c$ – промежуток времени между лазерным импульсом и моментом вступления реверберационного сигнала.

Коэффициент рассеяния звука дном можно представить в виде

$$m_s = m_r + m_v, \quad (7)$$

где m_r – коэффициент рассеяния звука неровностями поверхности дна, а m_v – коэффициент рассеяния объемными неоднородностями толщи морских осадков [8, 9]. Для интенсивности реверберации соответственно получим

$$J_s = J_r + J_v. \quad (8)$$

Анализ экспериментальных данных показал, что наиболее адекватной является модель дна, соответствующая частотно-независимому коэффициенту рассеяния. При этом можно воспользоваться известными выражениями для коэффициента обратного рассеяния звука плавными крупномасштабными неровностями в приближении Кирхгофа [8] и коэффициента рассеяния

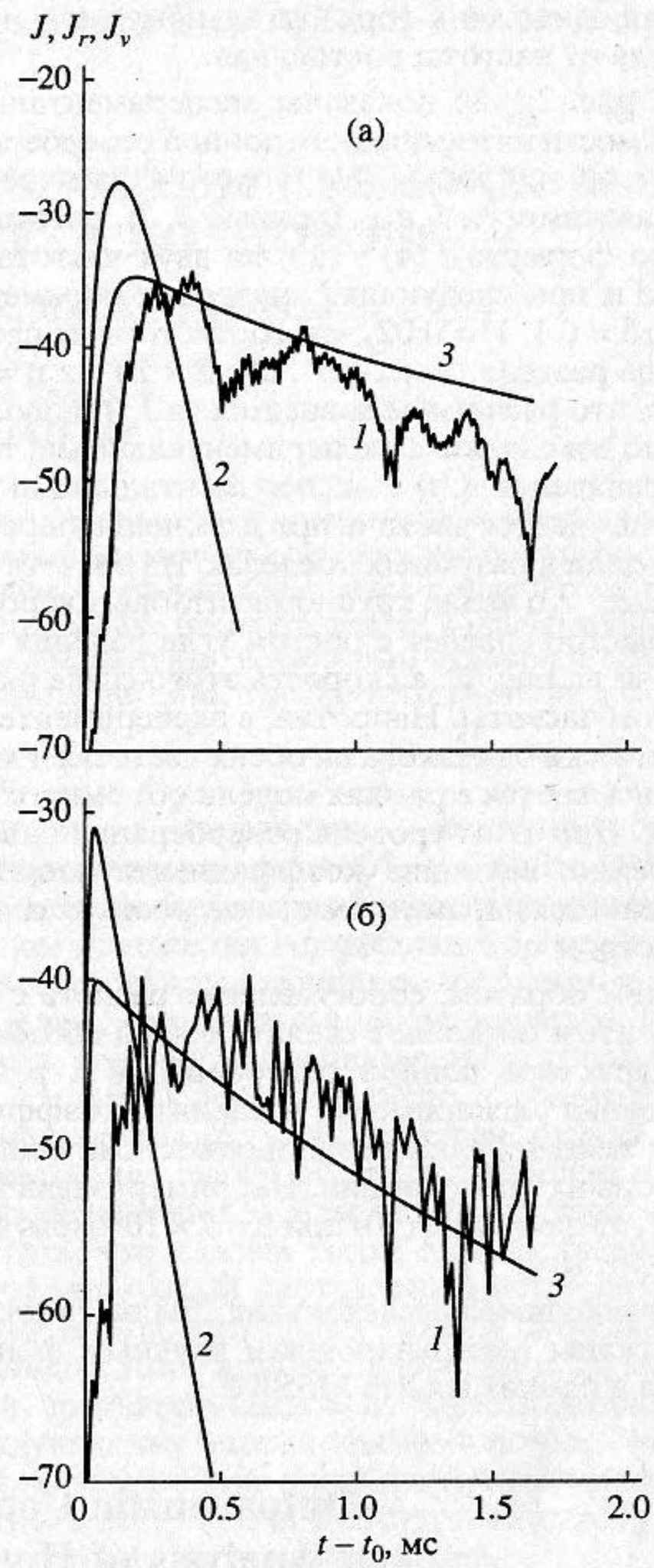

Рис. 2. Экспериментальные зависимости усредненной по 5 реализациям интенсивности донной реверберации J от времени (кривые *1*) для двух центральных частот 16 (а) и 64 кГц (б) и соответствующие зависимости J_r (*2*) и J_v (*3*), рассчитанные по формулам (4) - (10). Глубина места составляла 4 м.

анизотропными неоднородностями морских осадков [9]:

$$m_r = V^2(8\pi \mathrm{tg}^2\delta\cos^4\theta)^{-1}\exp(-\mathrm{tg}^2\theta/2\mathrm{tg}^2\delta), \quad (9)$$

$$m_v = \alpha\cos\theta/(\sin^2\theta + \eta^2\cos^2\theta)^{3/2}, \quad (10)$$

где δ – среднеквадратичный угол наклона неровностей ($\mathrm{tg}\,\delta \ll 1$), V – коэффициент отражения звука на границе раздела "вода–осадки", η – фактор анизотропии (отношение вертикального масштаба

неоднородностей к горизонтальному), α – не зависящая от частоты постоянная.

На рис. 2а, 2б показаны экспериментальные зависимости интенсивности донной реверберации J от времени (кривые *1*) и теоретические временные зависимости J_r и J_v (кривые *2*, *3*), рассчитанные по формулам (4) - (10) на двух частотах 16 и 64 кГц при следующих значениях параметров дна: $\mathrm{tg}\,\delta = 0.1$, $V = 0.02$, что соответствует слабой границе раздела "вода–ил", $\alpha = 2 \times 10^{-6}$ и $\eta = 0.5$. Видно, что расчетные зависимости $J_v(t)$ довольно хорошо совпадают с экспериментальными, тогда как совпадения $J_r(t)$ с экспериментальными данными не удается достичь при изменении параметров модели в разумных пределах. Из расчета видно также, что вклад крупномасштабных неровностей быстро спадает с ростом угла падения (или времени на рис. 2), а скорость этого спада растет с ростом частоты. Напротив, в эксперименте она практически одинакова на обеих частотах и хорошо описывается в рамках модели объемного рассеяния. При этом уровень реверберации и, соответственно, величина коэффициента рассеяния определяется параметром α, а скорость их спада – параметром η.

Таким образом, сопоставление расчета с экспериментом позволяет сделать вывод об объемном характере донной реверберации в районе проведения эксперимента и оценить коэффициент рассеяния звука неоднородностями осадков и степень их анизотропии. Например, задав угол $\theta \cong 45°$, из формулы (10) при $\alpha = 2 \times 10^{-6}$ получаем $m_v = 1.5 \times 10^{-6}$.

Проведенные исследования были частично поддержаны Международным научным фондом Сороса в рамках гранта M65000.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Алексеев В.Н., Егерев С.В., Наугольных К.А., Овчинников О.Б., Пашин А.Е., Пученков О.В., Участнов В.Н.* Акустическая диагностика нестационарных процессов взаимодействия оптического излучения с сильнопоглощающей диэлектрической жидкостью // Акуст. журн. 1987. № 33. Т. 6. С. 961 - 968.
2. *Егерев С.В., Овчинников О.Б., Пашин А.Е.* Комбинированный оптоакустический источник в морской среде: модельные исследования и натурный эксперимент // Письма ЖТФ. 1992. Т. 18. № 21. С. 71 - 75.
3. *Egerev S.V.* Underwater optoacoustic source as a tool for oceanographic research // Proceed. of the Europ. Conf. on Underwater Acoustics, Ed. Weidert M. Elsevier, 1992. P. 658 - 662.
4. *Егерев С.В. Лямшев Л.М., Наугольных К.А.* Оптоакустические источники в океанологическом эксперименте // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 5. С. 807 - 813.
5. *Hickman G.D., Edmonds J.R.* Laser-acoustics measurements for remotely determining bathymetry in shallow turbid waters // J. Acoust. Soc. Amer. 1983. V. 73. № 3. P. 840 - 843.
6. *Ivakin A.N.* Sound scattering from ocean bottom: theory and experiment // Proceed. of the Europ. Conf. on Underwater Acoustics, Ed. Weidert M. Elsevier, 1992. P. 521 - 524.
7. *Ивакин А.Н., Лысанов Ю.П.* Рассеяние звука объемными неоднородностями подводного грунта, ограниченного неровной поверхностью // Акуст. журн. 1981. Т. 27. № 3. С. 384 - 390.
8. *Brekhovskikh L.M., Lysanov Yu.P.* Fundamentals of Ocean Acoustics // Berlin, N.Y.: Springer-Verlag, 1990. P. 270.
9. *Ивакин А.Н.* О рассеянии звука многомасштабными неоднородностями подводного грунта // Океанология. 1981. Т. 21. № 1. С. 42 - 44.

Optoacoustic Conversion in a Shallow Sea: an Analysis of High-Frequency Reverberation

S. V. Egerev, A. N. Ivakin, O. B. Ovchinnikov, and A. E. Pashin

The possibility of remote sea-bed sensing in shallow water regions by means of an acoustic pulse optoacoustic ally generated in the interaction between a laser beam and the sea surface is shown. The broad-band acoustic pulse scattering from the bottom allowed us to obtain a set of sea-bed reverberation records for definite frequencies. A comparison of data with a proposed high-frequency bottom scattering model made it possible to estimate the backscattering from and the anisotropy factor of sediment inhomogeneities.