© В.А. Буланов, 2018, Океанологические исследования, 2018, Том 46, № 2, С. 15–27

УДК 534.222.2; 551.463.2 DOI: 10.29006/1564-2291.JOR-2018.46(2).2

АКУСТИЧЕСКАЯ НЕЛИНЕЙНОСТЬ ВЕРХНЕГО СЛОЯ ОКЕАНА И МЕЛКОГО МОРЯ И ОСОБЕННОСТИ РАССЕЯНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ ЗВУКА

В.А. Буланов

Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО РАН
690041, Владивосток, ул. Балтийская, д.43. e-mail: bulanov@poi.dvo.ru

Статья поступила в редакцию 01.06.2018, одобрена к печати 27.08.2018

Морская среда характеризуется наличием различных мелкомасштабных неоднородностей, которые существуют как вблизи поверхности моря, так и в толще: газовые пузырьки, различные взвеси, планктон различных размеров, микротурбулентность. Все перечисленные неоднородности добавляют свой вклад в акустические характеристики морской среды, среди которых важными для гидроакустики являются нелинейные характеристики. Несмотря на важность параметра нелинейности для морской среды информация о его измерениях в море весьма скудна. В работе обсуждены особенности нелинейных и линейных акустических характеристик морской воды, содержащей мелкомасштабные неоднородности. Представлены результаты исследований акустической нелинейности морской воды и поглощения звука на различных глубинах in situ. Проведено сравнение локальных акустических характеристик и коэффициентов обратного рассеяния звука в верхнем слое океана до глубины около 100 метров. Показано, что акустические характеристики существенно изменяются с глубиной и наблюдаемые аномалии поглощения и нелинейности обусловлены присутствием гетерогенных включений. Показано, что особенности пространственной структуры коэффициента рассеяния звука обусловлены изменением структуры пузырьковых облаков, вовлекаемых ветровыми напряжениями и индуцированными течениями при скорости ветра до 12 м/с. Обсуждена взаимосвязь рассеяния и поглощения звука с акустической нелинейностью морской воды. Показана возможность прогнозирования распределения акустической нелинейности и поглощения звука в океане и в мелком море на основе дистанционных данных по обратному рассеянию звука.

Ключевые слова: акустическая нелинейность, рассеяние, поглощение звука, морская вода, верхний слой океана, пузырьки, мелкое море

Введение

Наиболее часто в океане встречаются мелкомасштабные неоднородности. Между различными типами неоднородностей в океане существует определенная иерархия по интенсивности или «силе рассеяния» и затухания звука (Андреева, 1974; Vagle, McNeil, Steiner, 2010). Морская вода содержит различные гетерогенные и гомогенные неоднородности, такие как пузырьки, твердые и мягкие взвеси, планктон, турбулентные образования и т.п. Особое положение среди них имеют газовые пузырьки, которые всегда присутствуют в приповерхностных слоях моря и особенно велика их роль при больших скоростях ветра и при сильном ветровом волнении (Deane, 1997; Andreas, Monahan, 2000; Garrett, Li, Farmer, 2000; Vagle, McNeil, Steiner, 2010). Создание эффективных методов для изучения мелкомасштабных

неоднородностей составляет одну из актуальных задач современной океанологии. В последнее время стало ясно, что наряду с традиционными линейными методами акустической диагностики океана возникла необходимость разработки других, более совершенных методов (Есипов, Рыбак, Серебряный, 2006; Кузнецов, 2010; Akulichev, Bulanov, 2011; Grelowska, Kozaczka, 2015). Таковыми оказались, прежде всего, нелинейные методы, а также методы, использующие анализ более тонких, нестационарных эффектов рассеяния и распространения звука в микронеоднородных средах (Есипов, Рыбак, Серебряный, 2006; Кузнецов, 2010; Akulichev, Bulanov, 2011; Акуличев, Буланов, 2017).

Нелинейные эффекты чувствительны к присутствию микронеоднородностей в воде, поэтому наряду с непосредственным измерением параметров термодинамического состояния морской воды и скорости звука – первой производной $c = \left(\partial\rho/\partial P\right)_s^{-1/2}$ (где ρ - плотность, P – давление, s – энтропия), можно использовать параметр ε, связанный со второй производной уравнения состояния, который может стать информативным признаком для диагностики морской среды.

Характеристикой отклонения от линейности жидкости является зависимость скорости звука от амплитуды вида $\Gamma = \rho\left(\partial c^2 / \partial P\right)_s$ и нелинейный акустический параметр, связанный с Γ соотношением (Есипов, Рыбак, Серебряный, 2006), (Кузнецов, 2010):

$$\varepsilon = 1 + (\rho / 2)\left(\partial c^2 / \partial P\right)_s \equiv 1 + \Gamma/2 \qquad (1)$$

В жидкостях, содержащих различные фазовые включения, параметр нелинейности может значительности возрасти. Особенно сильно это проявляется для жидкостей, содержащих газовые пузырьки (Есипов, Рыбак, Серебряный, 2006; Grelowska, Kozaczka, 2015; Akulichev, Bulanov, 2015), для которых ε будет зависеть от структуры среды, а также от динамических характеристик включений. В толще морской среды дополнительно существуют различные взвеси, планктон различных размеров, микротурбулентность, которые добавляют свой вклад в нелинейность. Несмотря на важность параметра нелинейности для морской среды информация о его измерениях в море весьма скудна (Есипов, Рыбак, Серебряный, 2006, Кузнецов, 2010; Grelowska, Kozaczka, 2015; Akulichev, Bulanov, 2015). В работе обсуждены особенности нелинейных и линейных акустических характеристик морской воды, содержащей мелкомасштабные неоднородности.

Измерения акустической нелинейности и поглощения звука в морской воде

Существует ряд методов измерения акустической нелинейности (Есипов, Рыбак, Серебряный, 2006; Кузнецов, 2010; Grelowska, Kozaczka, 2015; Буланов, Корсков, Попов, 2017). Одним из наиболее простых методов, позволяющего его реализовать на практике в виде небольшого зондирующего устройства, является метод измерения расстояния, на котором развиваются нелинейные эффекты, – расстояние разрыва в волне $r^* = 1/\varepsilon kM$, где $k = \omega / c = 2\pi f / c$ – волновое число, f – частота, $M = P_m / \rho c^2$ – число Маха, P_m – амплитуда давления в звуковой волне.

Измеряя расстояние r^*, можно определить нелинейный параметр ε по формуле (Буланов, Корсков, Попов, 2017) $\varepsilon = \rho c^3 / (2\pi f P_m r^*)$.

На практике измерения r^* можно провести непосредственно вдоль прямой распространения, но сделать это можно лишь в случае большой нелинейности среды, когда r^* мало по сравнению с размерами L измерительной ячейки или области измерения. При небольшой нелинейности накопление нелинейных эффектов в пространстве происходит медленно, поэтому r^* может оказаться чрезмерно большим и не дающим возможность реализовать устройство со сравнительно небольшими размерами, которое обычно требуется для практических применений в морских условиях. Поэтому на практике измерения r^* происходят при учете последовательных отражений акустических импульсов между стенок измерительной ячейки (Буланов, Корсков, Попов, 2017).

Более универсальный метод, позволяющий измерять частотные особенности параметра акустической нелинейности, заключается в измерении амплитуды волн разностной частоты P_Ω и накачки P_ω на расстоянии r, – в этом случае можно определить величину нелинейного акустического параметра по следующей формуле (Буланов, Корсков, Попов, 2017), (Акуличев, Буланов, 2017):

$$\varepsilon = A(\omega,\Omega)\frac{P_\Omega r}{P_{\omega 1}P_{\omega 2}}, \quad A(\omega,\Omega) = \frac{4\rho c^3}{R_{F\omega}^2 \Omega \ln(2\gamma_E N_A^{-2})}. \tag{2}$$

где $P_{\omega 1}$, $P_{\omega 2}$, P_Ω – амплитуды давления волн накачки с частотами ω_1 и ω_2 и разностной частоты Ω ($\omega_{1,2}=2\pi f_{1,2}$, $\Omega=2\pi F$, $F=f_1-f_2$), $N_A = (\alpha_\omega R_{F\omega})^{1/2}$, $\gamma_E = 1{,}78$ – постоянная Эйлера, $R_{F\omega}=k_\omega d^2/8$ – длина ближней зоны на частоте ω, $k_\omega = \omega/c$, d – апертура излучателя.

На практике часто используется относительный метод измерения нелинейного акустического параметра, заключающийся в предварительной калибровке измерителя в известной среде и затем вычисления ε по формуле $\varepsilon = \varepsilon_0 \cdot \left(U_\Omega / U_{\Omega 0}\right)$, где ε_0 и $U_{\Omega 0}$ - величины, соответствующие эталонному образцу (Акуличев, Буланов, 2017), U_W - амплитуда сигнала в реальных измерениях.

Аналогично измерению нелинейного параметра в измерительной ячейке можно использовать относительный метод для измерения поглощения звука α на достаточно высоких частотах. В этом случае вычисления α можно провести по формуле $\alpha_\omega = \alpha_0 \cdot \left(\ln U_{\omega 0} - \ln U_\omega\right)$, где α_0, U_{W0} – параметры, соответствующие эталонному образцу (Акуличев, Буланов, 2017). При достаточно малых потерях при отражениях от стенок и при условии хорошей юстировки параллельности отражающих стенок величину поглощения звука α можно определить по формуле $a_w = (\ln U_{w1} - \ln U_{w2})/(r_2 - r_1)$, где индексы 1 и 2 отмечают различные расстояния, на которых производятся измерения амплитуды звука.

Указанные выше методы были воплощены в компактное измерительное устройство, которое можно использовать как ручной погружаемый зонд для перемещения в морской воды от поверхности до заданной глубины (Буланов, Корсков, Попов, 2017). Регистрация амплитуды акустических импульсов на различных

частотах, включая амплитуды волн накачки и нелинейно генерируемых волн комбинационных частот, происходит при последовательных отражениях акустических волн между стенками измерительной ячейки. На рис. 1 представлена функциональная схема устройства для измерения нелинейного акустического параметра жидкости. Устройство состоит из погружаемой в море измерительной базы 5 длиной 70 см, на одном конце которой установлен акустический излучатель 6 диаметром 65 мм (частота накачки ~ 700 кГц), а на другом конце – отражающая пластина. Излучатель 6 и датчик глубины 7 соединены кабелем с бортовым комплексом аппаратуры. Излучатель работает в импульсном режиме излучения, задаваемого цифровым генератором 2 под управлением компьютера 1 с приемом обратно отраженных импульсов. Сигналы от импульсов после нескольких циклов прохождения между противоположными стенками регистрируются с помощью коммутатора 4 и дальнейшей фильтрацией накачки 8 и разностной частоты 9, оцифровываются АЦП 12 и записываются на компьютере. Высокая частота накачки ~ 700 кГц была выбрана, с одной стороны, исходя из условия минимизации вклада пузырьков и других микронеоднородностей в изменение эффективных акустических параметров морской среды на этих частотах, а с другой стороны – исходя из условий минимизации размеров и сохранения высокой мобильности зонда. При этом основная информационная составляющая могла быть измерена на относительно низких разностных частотах, на которых вклад микронеоднородностей оказывается достаточно большим. С борта судна, находящегося в дрейфе, устройство на кабеле опускалось на глубину до 100 метров в режиме непрерывной записи.

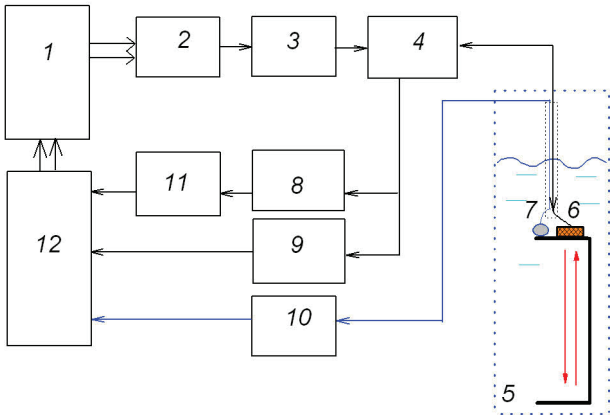

Рис. 1. Функциональная схема устройства для измерения акустического нелинейного параметра морской воды: 1 – компьютер; 2 – цифровой генератор частот накачки; 3 – усилитель мощности; 4 – коммутатор сигналов излучения-приема; 5 – измерительная база, 6 – излучатель; 7 – датчик глубины, 8, 9 – селективные усилители; 10 –усилитель сигналов с датчика глубины, 11 – детектор огибающей накачки; 12 – АЦП

Используя описанные выше методы, были проведены экспериментальные исследования нелинейного параметра в верхнем слое моря. На рис. 2 показана типичная зависимость параметра нелинейности от глубины в шельфовой зоне – в б. Витязь Японского моря, полученная с высоким разрешением в верхнем слое моря.

Как видно из рис. 2 в морской воде вблизи поверхности моря нелинейный параметр существенно превышает нелинейный параметр в чистой воде, равный 3.5.

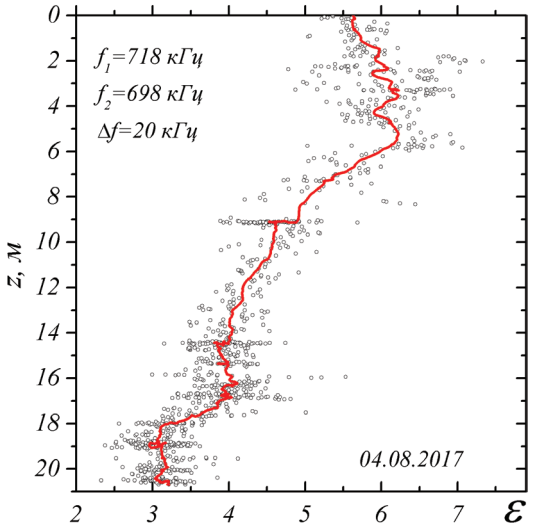

Рис. 2. Зависимость параметра нелинейности от глубины в б. Витязь Японского моря

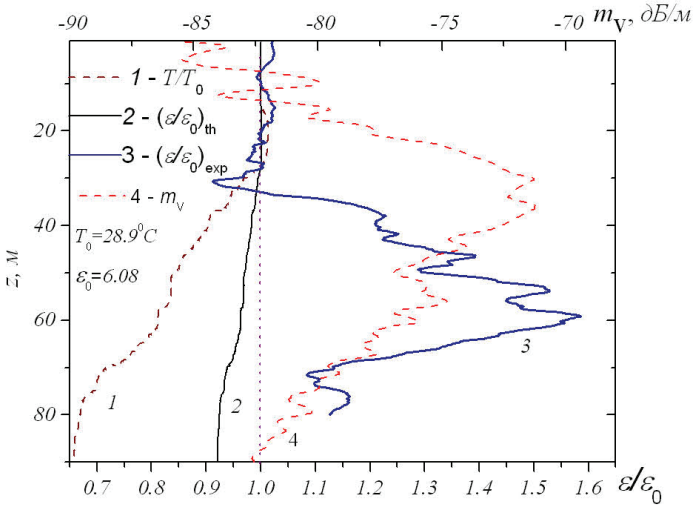

Рис. 3. Зависимости $T(z)$- 1; $(\varepsilon(z)/\varepsilon)_{th}$- 2; $(\varepsilon(z)/\varepsilon)_{exp}$ -3, 4 - $m_v(z)$

На рис. 3 представлены результаты измерений в Индийском океане – зависимости от глубины z нелинейного параметра $\varepsilon(z)$, температуры $T(z)$ в виде $T(z)/T_0$, расчетные – $(\varepsilon(z)/\varepsilon_0)_{th}$, измеренные – $(\varepsilon(z)/\varepsilon_0)_{exp}$ на частоте 15 кГц (накачка 700 кГц) и коэффициента рассеяния звука $m_v(z)$, индекс 0 указывает на то, что величины взяты на поверхности моря при $z = 0$ ($e_0 = 6.08$). На рис. 4 представлена изменчивость $m_v(z,t)$ на частоте 100 кГц в течение 2 часов. Из рис. 3 видно, что нелинейный параметр существенно изменяется с глубиной. В качестве оценки кривой 2 представлено распределение расчетного параметра $(\varepsilon/\varepsilon_0)_{th}$, которое получено на основе алгоритма расчета согласно формуле (1) с помощью гидрологических данных и фундаментальных свойств морской воды (включая данные Вильсона и Дель-Гроссо) (Fofonoff, Millard, 1983) для производной квадрата скорости звука

$\left(\partial c^2 / \partial P\right)_S$ с учетом $c(T,S,P)$, как функции температуры T, давления P и солености S в соответствии с формулами

$$\varepsilon(T,S,P) = 1 + \rho c(T,S,P)\left[\frac{dc(T,S,P)}{dp} + \frac{\alpha T}{\rho C_P}\frac{dc(T,S,P)}{dT}\right],$$

$$dc/dT = 4.587 - 0.107T + 7.81\cdot 10^{-4}T^2 + 2.71\cdot 10^{-5}TP - 7.19\cdot 10^{-7}P^2 - 1.2\cdot 10^{-2}(S-35)$$

$$dc/dP = 0.15848 + 3.144\cdot 10^{-5}P - 1.384\cdot 10^{-11}P^3 + 1.354\cdot 10^{-5}T^2 - 1.438\cdot 10^{-6}TP,$$

где ρ– плотность, C_P – теплоемкость, a – коэффициент теплового расширения.

Из сопоставления расчетных и экспериментальных кривых для $(\varepsilon/\varepsilon_0)_{th}$ и $(\varepsilon/\varepsilon_0)_{exp}$ видно, что результаты расходятся, что свидетельствует в пользу того, что нелинейность в морской воде в основном связана с наличием в ней микронеоднородностей различного происхождения. На рис. 3 и рис. 4 представлены измерения коэффициента рассеяния звука на частоте 100 кГц в течение 2 часов. Сопоставление кривых 3 и 4 для $m_v(z)$ и $\varepsilon(z)$ показывают, что изменение $\varepsilon(z)$ расходится с $m_v(z)$ – значительное изменение $\varepsilon(z)$ наблюдается ниже горизонта максимума $m_v(z)$ и совпадает с положением внутренней волны, располагающейся ниже ярко выраженного звукорассеивающего слоя, изображенного на рис. 4.

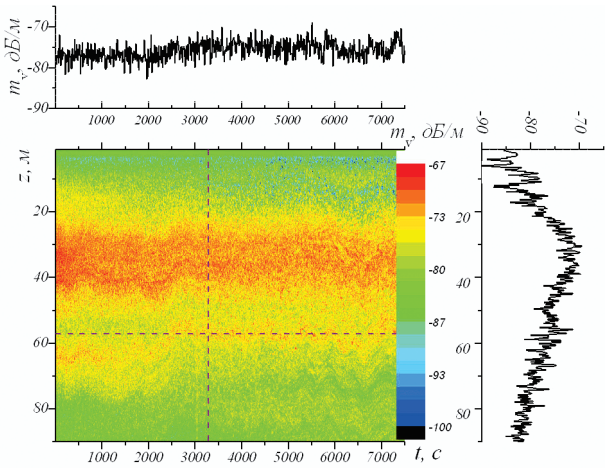

Рис. 4. Изменчивость $m_v(z,t)$ на частоте 100 кГц

Акустическая нелинейность, поглощение и рассеяние звука в верхнем слое моря

Как показано выше, в морской воде параметр нелинейности может значительности возрасти. Особенно сильно это проявляется для воды, содержащей газовые пузырьки, для которых e будет зависеть от структуры среды, а также от динамических характеристик включений (Akulichev, Bulanov, 2015):

$$\frac{\varepsilon_e}{\varepsilon} \approx \left(1 + \frac{2\pi}{3}\frac{\beta'^2(\gamma+1)}{\beta^2\varepsilon}\int_0^\infty g(R)R^3dR\right)\left[1 + \frac{\beta'}{\beta}\int_0^\infty \frac{R^3 g(R)dR}{q(R,R_\omega)}\right]^{-2}, \qquad (3)$$

где $q(R,R_\omega) = 1 - \left(R/R_\omega\right)^2(1 + i/Q_\omega)$, $R_\omega = \sqrt{3\gamma P_0/\rho}\big/\omega$ Q_w, – добротность пузырька, γ =1,4 – постоянная адиабаты, β и β' – адиабатическая сжимаемость

воды ($\beta = 1/\rho c^2$) и газа в пузырьках ($\beta' = \gamma / P_0$).

Пузырьки всегда присутствуют в приповерхностных слоях моря и известно, что пузырьки являются эффективными поглотителями энергии звуковых волн, распространяющихся в море (Deane, 1997; Andreas, Monahan, 2000; Vagle, McNeil, Steiner, 2010). Коэффициент поглощения звука можно рассчитать по приближенной формуле (Akulichev, Bulanov, 2015):

$$\alpha \approx \frac{\omega}{c} \mathrm{Im}\left[1 + \frac{4\pi}{3}\frac{\rho c^2}{\gamma P_0}\int_0^\infty \frac{g(R)dR}{q(R, R_\omega)}\right]^{1/2}. \quad (4)$$

Как видно из формул (3) и (4) для определения акустических характеристик верхнего слоя морской воды важен вид функции *g(R)* в возможно более широкой области изменения *R*. Данные по рассеянию звука на различных частотах в приповерхностном слое моря позволили выявить структуру распределения по размерам пузырьков – функцию *g(R)* (Акуличев, Буланов, 2012; Bulanov et al, 2015). Функция распределения обычно определяется как количество включений в единице объема *dN*, приходящихся на интервал их радиусов *dR*, так что концентрация пузырьков в единице объема равна $N = \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} g(R)dR$, при этом $g(R) = dN / dR$.

Для исследования рассеяния звука была произведена постановка и калибровка акустической системы излучения–приема, включающей донную станцию и аппаратуру регистрации и анализа сигналов (Bulanov et al, 2015). Донная станция располагается на расстоянии около 100 м от берега на глубине около 12 м и включает в себя следующие излучатели: трехэлементный пьезокерамический излучатель с резонансными частотами 138, 216 и 519 кГц, параметрический двухэлементный излучатель с частотами 300 и 50 кГц, излучатели с резонансной частотой 170 кГц или 145 кГц, которые к тому же достаточно эффективно могли излучать на частоте ~ 67 кГц. Береговой комплекс аппаратуры располагается в лабораторном помещении на берегу и связан с излучателями подводным кабелем. Таким образом, станция имеет достаточно широкий диапазон частот, перекрывающий наиболее интересную высокочастотную полосу, в пределах которой наблюдается высокая изменчивость спектра резонансных пузырьков (Deane, 1997; Vagle, McNeil, Steiner, 2010; Akulichev, Bulanov, 2011).

Особенности распределения коэффициента рассеяния звука, обусловленного изменением структуры пузырьковых облаков, вовлекаемых ветровыми напряжениями и индуцированными течениями, представлены на рис. 5, типичным для мелкого моря при скорости ветра до 12 м/с. Из рис. 5 отчетливо видны вариации рассеяния звука с наиболее значительными повышениями уровня в моменты резкого усиления ветра, когда наблюдается вовлечение воздушных пузырьков в толщу морской воды до глубины 5-6 метров. Удобно ввести усредненный по толщине слоя коэффициент рассеяния звука $<m_V(t)>$, который может изменяться во времени согласно формуле $< m_V(t) >= \left[1 / h_{\max}(t)\right] \int_0^{h_{\max}(t)} m_V(t, z)dz$, где $h_{\max}(t)$ - максимальная глубина, слабо изменяющаяся вследствие приливных и нагонных явлений. На рис. 5 на

верхнем графике для сравнения наряду с горизонтальным профилем $m_V(t,z = 3)$ на глубине 3 метра представлена функция $<m_V(t)>$, отвечающая усреднению по всей совокупности данных $m_V(t,z)$, изображенных на среднем графике рис. 5. Видно, что средняя величина $<m_V(t)>$ существенно меньше $m_V(t,z = 3)$, измеренной в верхнем пузырьковом слое, при этом четко проявляется характерное изменение коэффициента рассеяния звука с периодом примерно в 2–3 часа.

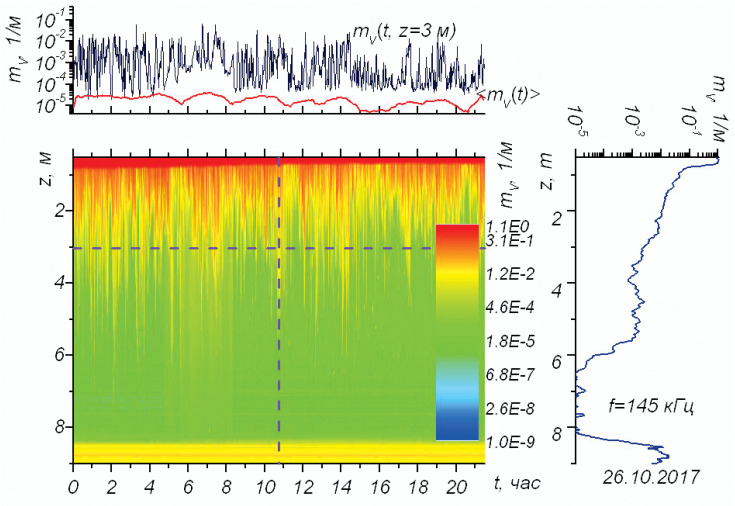

Рис. 5. Типичное распределение коэффициента рассеяния звука на частоте 145 кГц в верхнем слое моря, связанное с присутствием пузырьков

Функция распределения пузырьков по размерам *g(R)* может быть найдена по частотной зависимости коэффициента рассеяния звука $m_V(\omega)$ в предположении, что основной вклад в рассеяние звука вносят резонансные пузырьки, радиус которых связан с частотой по формуле Миннерта (Vagle, McNeil, Steiner, 2010; Akulichev, Bulanov, 2011):

$$g(R(\omega)) = \frac{2\delta_\omega}{\pi R^3(\omega)} m_V(\omega),\ R(\omega) = \sqrt{3\gamma P_0 / \rho} \Big/ \omega\,, \tag{5}$$

где $\delta_\omega = 1/Q_\omega$ – коэффициент резонансного затухания пузырьков на частоте ω.

Полученные данные позволили получить функции распределения пузырьков по размерам, которые на рис. 6 показаны для пузырьков, резонансных на частоте 138 кГц на различных глубинах в различные временные периоды развития шторма. Кривые вверху и справа от рисунка соответствуют положению курсора на центральном рисунке. Из рис. 6 видно, что с усилением ветра происходит существенное вовлечение пузырьков в толщу моря.

Полученные экспериментальные результаты позволили аппроксимировать распределение пузырьков функцией *g(R)* вида (Акуличев, Буланов, 2012):

$$g(R) = A_g R^{-n} \exp\left[-n\left(\frac{R_p}{R} - 1\right) - \frac{R}{R_m}\right]. \tag{6}$$

В формуле (6) показатель степени n и критические размеры R_p (максимум *g(R)*), R_m (спад *g(R)* при больших R) являются естественными параметрами, которые

следуют из теории Фармера-Гаррета в инерционном интервале между размерами R_p, R_m (Garrett, Li, Farmer, 2000). Формулу (6) удобно использовать, чтобы в рамках гомогенной модели микроненоднородной среды (Akulichev, Bulanov, 2015) оценить акустические параметры приповерхностных слоев морской воды с пузырьками.

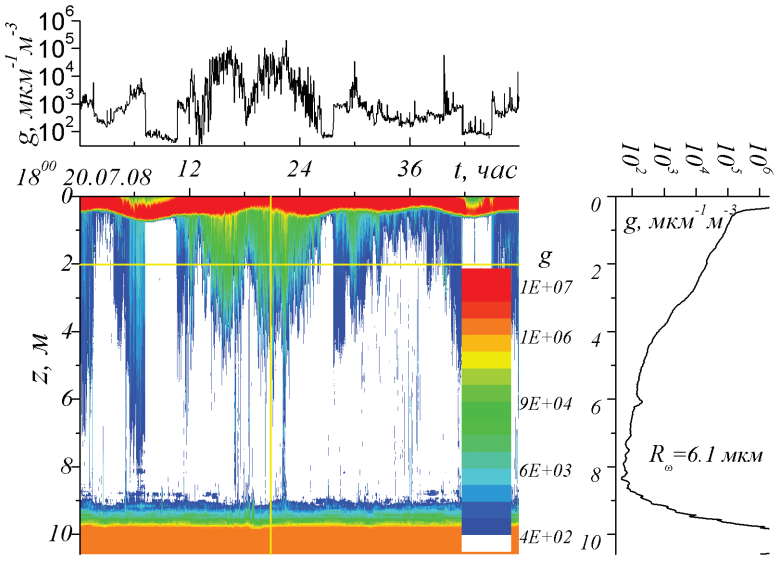

Рис. 6. Изменчивость пространственного распределения пузырьков, резонансных на частоте 138 кГц

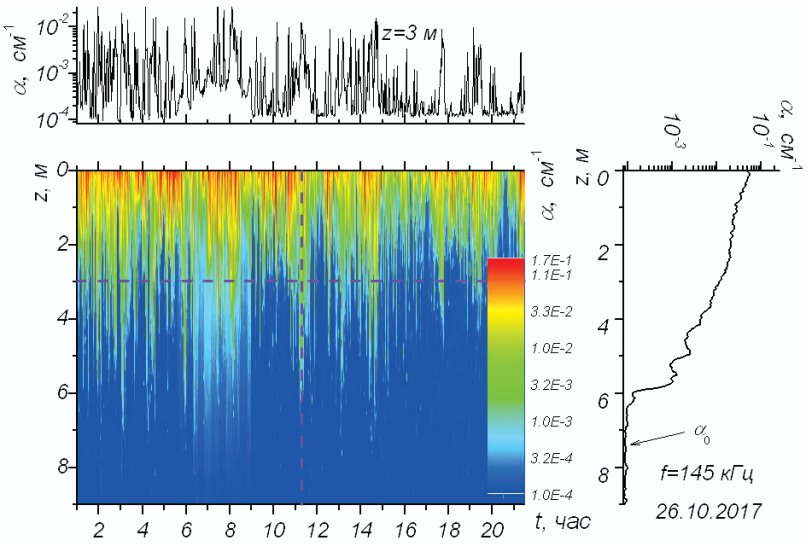

Рис. 7. Коэффициент поглощения звука при наличии пузырьков для частоты 145 кГц

На рис. 7 представлено изменение во времени коэффициента поглощения звука на частоте 145 кГц при наличии пузырьков. Кривые вверху и справа на рис. 7 – горизонтальный и вертикальный профили a (t, z). Видно, что наблюдаются крайне высокие значения поглощения звука в воде с пузырьками, на порядки превышающие поглощение звука в морской воде без пузырьков.

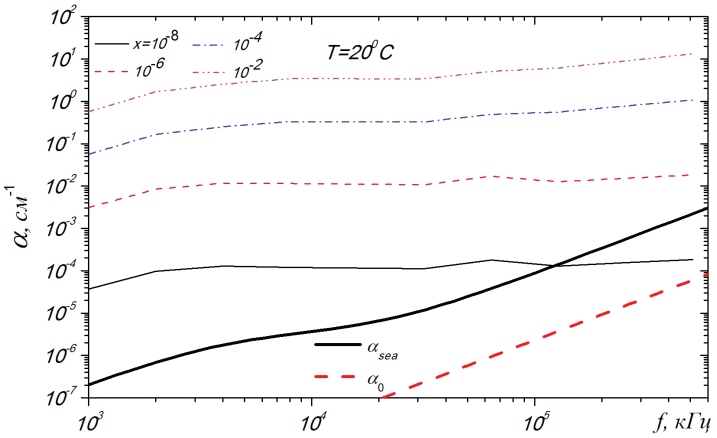

Рис. 8. Частотная зависимость коэффициента поглощения звука $\alpha(f)$ в воде с полидисперсной смесью пузырьков при различных концентрациях

На рис. 8 представлена частотная зависимость коэффициента поглощения звука в воде с пузырьками при T=20°С, вычисленная для полидисперсной смеси пузырьков различных концентраций x по формуле (6). Здесь также представлена частотная зависимость коэффициента поглощения звука в морской $a_{sea}(f)$ и пресной воде $a_0(f)$ при T=20°С и солености 35 промилле. Частотная зависимость коэффициента поглощения звука в пресной воде $a_0(f) \approx 2.3 \cdot 10^{-16} f^2$ (где a – в см$^{-1}$, f – в Гц) и частотная зависимость коэффициента поглощения звука в морской воде согласно формуле Шулькина-Марша (Бреховских, Лысанов, 1982)].

Из рис. 8 видно, что в воде с пузырьками частотная зависимость $a(f)$ выражена слабо. Такая слабая частотная зависимость связана с известным преобладающим механизмом резонансного затухания в пелене пузырьков с широкой функцией распределения $g(R)$ пузырьков по размерам (Акуличев, Буланов, 2017). Следует обратить внимание, что на высоких частотах выше 1 МГц при концентрациях пузырьков меньше x~10^{-8} возможно преобладание вклада в поглощение звука в чистой морской воде без пузырьков над вкладом от пузырьков с концентрацией ниже x_b~10^{-8}. В пресной воде указанный порог x_b снижается еще на порядок. При типичных концентрациях пузырьков в приповерхностных слоях морской воды x~10^{-6} - 10^{-5} в условиях развитого волнения затухание звука всецело будет определяться структурой пузырьковой пелены пузырьков.

Полученные выше результаты по концентрации пузырьков в приповерхностных слоях морской воды позволяют определить дополнительную акустическую нелинейность, привносимую распределенными в воде пузырьками, обладающими высокой нелинейностью. На рис. 9 представлены изменения во времени параметра акустической нелинейности морской воды $\varepsilon(t,z)$ в приповерхностном слое пузырьков. Видно, что $\varepsilon(t,z)$ изменяется в широких пределах при обрушениях поверхностных волн и сильном ветре. На больших глубинах $\varepsilon(t,z)$ стремится к значениям для чистой воды.

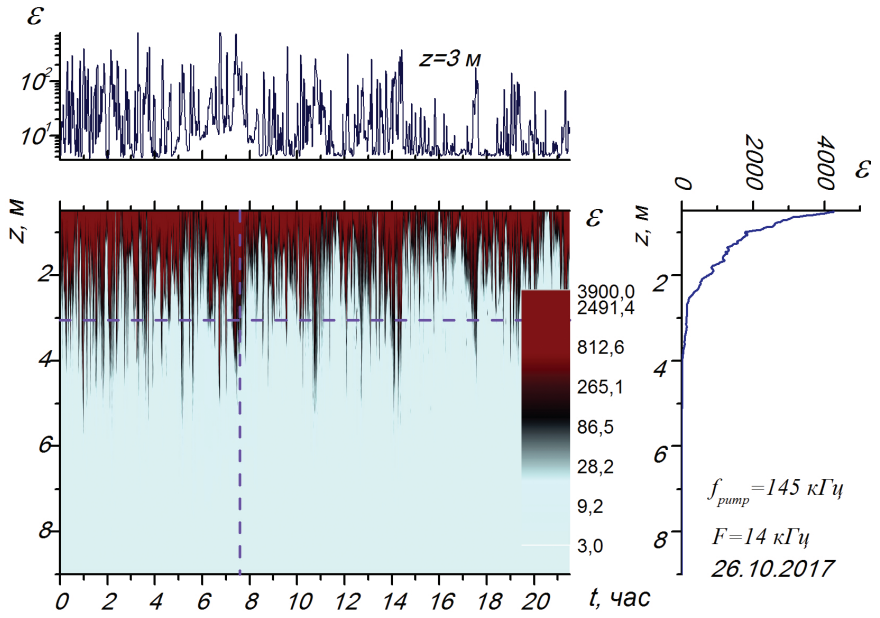

Рис. 9. Параметр акустической нелинейности морской воды $\varepsilon(t,z)$ в приповерхностном слое пузырьков

Таким образом, в работе показано, что акустические характеристики существенно изменяются с глубиной и наблюдаемые аномалии поглощения и нелинейности обусловлены присутствием гетерогенных включений. Особенно сильно акустические параметры изменяются при обрушениях поверхностных волн и сильном ветре, приводящим к модуляциям акустических свойств в приповерхностном слое моря. Обсуждена возможность прогнозирования распределения акустической нелинейности и поглощения звука в океане и в мелком море на основе дистанционных данных по обратному рассеянию звука.

Работа выполнена при поддержке проекта РФФИ № 17-02-00561а и программы «Дальний восток» ДВО РАН.

Литература

Акуличев В.А., Буланов В.А. О спектре пузырьков газа и возможностях акустической спектроскопии в приповерхностном слое океана // Доклады Академии наук. 2012. Т. 446. № 2. С. 212–215.

Акуличев В.А., Буланов В.А. Акустические исследования мелкомасштабных неоднородностей в морской среде: Владивосток: ТОИ ДВО РАН, 2017. 414 с.

Андреева И.Б. Рассеяние звука в океанических звукорассеивающих слоях // Акустика океана / ред. Бреховских Л.М., М.: Наука, 1974. С. 491–558.

Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана: Л.: Гидрометеоиздат, 1982. 264 с.

Буланов В.А., Корсков И.В., Попов П.Н. Измерения нелинейного акустического параметра морской воды // Приборы и техника эксперимента. 2017. № 3. С. 114–118.

Есипов И.Б., Рыбак С.А., Серебряный А.Н. Нелинейная акустическая диагностика земных пород и океана // УФН. 2006. Т. 176. № 1. С. 102–108.

Кузнецов В.П. Нелинейная акустика в океанологии. М.: Физматлит, 2010. 264 с.

Andreas E.L., Monahan E.C. The Role of Whitecap Bubbles in Air–Sea Heat and Moisture Exchange // J. Phys. Oceanogr. 2000. Vol. 30. No. 2. P. 433–441.

Akulichev V.A., Bulanov V.A. Measurements of bubbles in sea water by nonstationary sound scattering // J. Acoust. Soc. Am. 2011. Vol. 130. No. 5. P. 3438–3449.

Akulichev V.A., Bulanov V.A. The bubble distribution and acoustic characteristics of the subsurface sea layer // Proc. Mtgs. Acoust. 2015. Vol. 24. 045003. 10 p. *http://dx.doi.org/10.1121/2.0000163*.

Bulanov V.A., Korskov I.V., Popov P.N., Storozhenko A.V. Researches of sound scattering in the sea using the inverted echo sounder // Proc. Mtgs. Acoust. 2015. Vol. 24. 070013. 6 p. *http://dx.doi.org/10.1121/2.0000140*.

Deane G.B. Sound generation and air entrainment by breaking waves in the surf zone // J. Acoust. Soc. Amer. 1997. Vol. 102. No. 5. P. 2671–2689.

Fofonoff N.P., Millard R.C. Jr. Algorithm for computation of fundamental properties of seawater, // UNESCO Technical papers in Marine Science. 1983. No. 44.

Garrett C., Li M., Farmer D. The Connection between Bubble Size Spectra and Energy Dissipation Rates in the Upper Ocean // J. Phys. Ocean. 2000. Vol. 30. No. 9. P. 2163–2171.

Grelowska G., Kozaczka E. Nonlinear Properties of the Gotland Deep – Baltic Sea // Archives of Acoustics. 2015. Vol. 40. No. 4. P. 595–600.

Vagle S., McNeil C., and Steiner N. Upper ocean bubble measurements from the NE Pacific and estimates of their role in air-sea gas transfer of the weakly soluble gases nitrogen and oxygen // J. Geophys. Res. 2010. Vol. 115. C12054. 16 p. DOI:10.1029/2009JC005990.

ACOUSTIC NONLINEARITY OF THE UPPER OCEAN AND SHALLOW SEA AND FEATURES OF THE SCATTERING AND ABSORPTION OF SOUND

V.A. Bulanov

V.I. Il'ichev Pacific Oceanological Institute FEB RAS
43, Baltiyskaya St., Vladivostok, 690041, Russia, e-mail: bulanov@poi.dvo.ru

Submitted 01.06.2018, accepted 27.08.2018

The marine environment is characterized by existence of various small-scale inhomogeneities, which exist near the sea surface and in the water column: gas bubbles, different suspended matter, plankton of different sizes, microturbulence, etc. All of these reasons inhomogeneities add your contribution to the acoustic characteristics of the marine environment, including nonlinear characteristics which are important for hydroacoustics. Despite the importance of the nonlinearity parameter for the marine environment, information on measurement of it at sea is very scarce. In the paper features of linear and nonlinear acoustic characteristics of sea water containing small-scale heterogeneities are discussed. The results of studies of acoustic nonlinearity of sea water and the absorption of sound at different depths in situ are presented. A comparison are obtained for the local acoustic parameters and for coefficients of backscattering of sound in the upper ocean to a depth of 100 meters. It is shown that the acoustic characteristics change significantly with depth and the observed anomalies in absorption and nonlinearity due to the presence of heterogeneous inclusions. It is shown that peculiarities of the spatial structure of the scattering coefficient of sound due to changes in the structure of the bubble clouds entrained wind stress and induced currents at a wind speed of 12 m/s. It is discussed the relationship of scattering and absorption of sound with the

acoustic nonlinearity of sea water. It is shown the ability to predict the distribution of acoustic nonlinearity and sound absorption in the ocean and in the shallow sea on the basis of remote sensing data for backscattering of sound.

Keywords: acoustic nonlinearity, scattering, absorption of sound, sea water, the upper layer of the ocean, bubbles, shallow sea

Reference

Akulichev V.A. and Bulanov V.A. Spectrum of gas bubbles and possibilities of acoustic spectroscopy in the surface layer of the ocean. *Doklady Earth Sciences*, 2012, Vol. 446, Part 1. pp. 1113–1116, doi: 10.1134/S1028334X12090097.

Akulichev V.A. and Bulanov V.A. Akusticheskie issledovaniya melkomasshtabnykh neodnorodnostei v morskoi srede (Acoustic study of small-scale heterogeneities in the marine environment), Vladivostok: TOI DVO RAN, 2017, 414 p.

Andreeva I.B. Rasseyanie zvuka v okeanicheskikh zvukorasseivayushchikh sloyakh (The scattering of sound in the ocean sound scatter layers), Akustika okeana, red. Brekhovskikh L.M., Moscow: Nauka, 1974, pp. 491–558.

Andreas E.L. and Monahan E.C. The role of whitecap bubbles in air–sea heat and moisture exchange. *J. Phys. Oceanogr*., 2000, Vol. 30, No. 2, pp. 433–441.

Akulichev V.A. and Bulanov V.A. Measurements of bubbles in sea water by nonstationary sound scattering. *J. Acoust. Soc. Am*., 2011, Vol. 130, No. 5, pp. 3438–3449.

Akulichev V.A. and Bulanov V.A. The bubble distribution and acoustic characteristics of the subsurface sea layer. *Proc. Mtgs. Acoust.,* 2015, Vol. 24, 045003, 10 p., *http://dx.doi.org/10.1121/2.0000163*.

Brekhovskikh L.M. and Lysanov Yu.P. Fundamentals of ocean acoustics: Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 1991, 270 p., doi: 10.1007/978-3-662-07328-5.

Bulanov V.A., Korskov I.V., and Popov P.N. Measurements of the nonlinear acoustic parameter of sea water via a device using reflected pulses. *Instruments and Experimental Techniques*. 2017, Vol. 60, No. 3, pp. 414–417, doi: 10.1134/S1028334X12090097.

Bulanov V.A., Korskov I.V., Popov P.N., and Storozhenko A.V. Researches of sound scattering in the sea using the inverted echo sounder. *Proc. Mtgs. Acoust*. 2015, Vol. 24, 070013, 6 p., *http://dx.doi.org/10.1121/2.0000140*.

Deane G.B. Sound generation and air entrainment by breaking waves in the surf zone. *J. Acoust. Soc. Amer*., 1997, Vol. 102, No. 5, pp. 2671–2689.

Esipov I.B., Rybak S.A., and Serebryanyi A.N. Nonlinear acoustic diagnostics of the ocean and rock. *Phys.-Usp*., 2006, Vol. 49, No. 1, pp. 94–98, doi: 10.1070/PU2006v049n01ABEH005878.

Fofonoff N.P. and Millard R.C. Jr. Algorithm for computation of fundamental properties of seawater. *UNESCO Technical papers in Marine Science*, 1983, No. 44.

Garrett C., Li M., and Farmer D. The connection between bubble size spectra and energy dissipation rates in the upper ocean. *J. Phys. Ocean*. 2000, Vol. 30, No. 9, pp. 2163–2171.

Grelowska G. and Kozaczka E. Nonlinear Properties of the Gotland Deep – Baltic Sea. *Archives of Acoustics*, 2015, Vol. 40, No. 4, pp. 595–600.

Kuznetsov V.P. Nelineinaya akustika v okeanologii (Nonlinear acoustics in oceanology), Moscow: Fizmatlit, 2010, 264 p.

Vagle S., McNeil C., and Steiner N. Upper ocean bubble measurements from the NE Pacific and estimates of their role in air-sea gas transfer of the weakly soluble gases nitrogen and oxygen. *J. Geophys. Res.,* 2010, Vol. 115, C12054, 16 p., doi:10.1029/2009JC005990.