АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 1996, том 42, № 5, с. 644–652

УДК 534.222

НЕЛИНЕЙНОЕ НЕКОГЕРЕНТНОЕ РАССЕЯНИЕ ЗВУКА НА ПУЗЫРЬКОВОМ СЛОЕ

© 1996 г. З. Клузек[1], И. А. Соустова[2], А. М. Сутин[2]

[1]Институт океанологии Польской академии наук
81–967 Сопот, ул. Повстанцев Варшавы, 55
[2]Институт прикладной физики РАН 603600
Н. Новгород, ул. Ульянова, 46

Поступила в редакцию 15.06.95 г.

Теоретически и экспериментально исследована нелинейная реверберация на разностной, суммарной и удвоенной частотах мощного акустического сигнала в пузырьковой среде. Натурные измерения в Баренцовом море показали возможность наблюдения нелинейной реверберации сигнала от гидроакустического излучателя на пузырьковом слое и возможность использования этого эффекта для диагностики пузырьков.

Хорошо известно, что жидкость с пузырьками газа обладает сильно выраженными нелинейными свойствами. Одним из проявлений нелинейности является переизлучение пузырьками волны с частотой второй гармоники от падающей или волны с комбинационными частотами. На регистрации этих волн и основаны нелинейные акустические методы диагностики пузырьков, позволяющие выделить пузырьки газа среди других неоднородностей и определять их параметры (размеры, концентрацию и т.д.) [1–9]. Эти методы обладают высокой чувствительностью, позволяющей регистрировать отдельные пузырьки. Однако ранее эти методы использовались лишь при небольших расстояниях до исследуемой области (порядка 1 м), что не всегда отвечает поставленным задачам, поскольку в реальных условиях часто требуется диагностика достаточно удаленных пузырьковых образований. В этом случае особенно удобно проводить измерения нелинейного рассеяния с обратном направлении, аналогично тому как проводятся измерения обычной линейной реверберации, которая часто и используется при измерениях концентрации и функции распределения пузырьков по размерам в море [10–14]. Такое рассеяние на слое пузырьков при отсутствии близко расположенных границ является некогерентным и оно уже использовалось для определения средней концентрации пузырьков вблизи пузырькомера [2].

Следует отметить, что нелинейная реверберация может вносить искажения при проведении измерений с использованием параметрических излучателей. В работе [14] приводятся результаты лабораторного эксперимента по измерению вертикального распределения концентрации пузырькового облака, находящегося вблизи свободной поверхности. Метод основан на сочетании двух линейных методов: измерение затухания и линейного рассеяния в обратном направлении. Измерения проводились с помощью высоконаправленной параметрической антенны. Однако, начиная с некоторых расстояний от пузырькового слоя до излучателя, линейные методы становятся неприменимыми, поскольку уровень нелинейно рассеянного сигнала становится порядка (а иногда даже больше) линейного. В частности, в работе [12] приведены результаты измерений концентрации пузырьков в море с помощью параметрического излучателя звука и нелинейное рассеяние может внести существенную поправку в эти данные.

В настоящей работе теоретически рассматривается процесс нелинейной реверберации на разностной, суммарной и удвоенной частоте мощного акустического сигнала в пузырьковой среде и приводятся результаты натурных измерений, выполненных в Балтийском море с борта НИС "Океания", Института океанологии Польской академии наук в Сопоте.

1. НЕЛИНЕЙНОЕ РАССЕЯНИЕ ОДИНОЧНЫМ ПУЗЫРЬКОМ

Прежде чем описывать рассеяние на совокупности пузырьков, обсудим кратко основные особенности нелинейного рассеяния на одиночном пузырьке. Мы рассматриваем случай достаточно малого акустического давления в падающей волне p ($p \ll P_*$, где P_* – статическое давление газа в пузырьке), когда нелинейность пузырька слабая и при ее описании можно ограничиться квадратичным приближением 15]. Тогда при падении на пузырек гармонической волны вида

$$p = P_0 e^{i\omega t} + \text{к.с.}$$

в рассеянном поле присутствуют спектральные компоненты как на основной частоте ω, так и на частоте гармоники 2ω.

При падении на пузырек бигармонической волны

$$p_s = P_1 e^{i\omega_1 t} + P_2 e^{i\omega_2 t} + \text{к.с.}$$

в рассеянном поле присутствуют компоненты на частотах падающей волны (ω_1, ω_2), ее гармоник ($2\omega_1$, $2\omega_2$), разностной ($\Omega = \omega_1 - \omega_2$) и суммарной частоте ($\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$).

Рассеяния волны пузырьком малым по сравнению с длиной волны происходит в основном монопольным образом, и в акустике принято характеризовать свойства рассеивателя эффективным сечением рассеяния G, которое равно отношению интенсивностей падающей и рассеянной волн. Как известно [16, 17], в линейном случае это сечение связывает амплитуды давления в рассеянной P_s и падающей P_0 волнах соотношением:

$$(P_s/P_0)^2 = G_0(\omega)/4\pi r^2, \tag{1}$$

где r – расстояние от рассеивателя.

Аналогичным образом введем нелинейные сечения рассеяния G_2, G_+, G_-, которые зависят от амплитуд каждой из взаимодействующих волн и их частот и определяют уровни нелинейно рассеянного поля. При этом сечение нелинейного рассеяния G_2 для 2-й гармоники сигнала связано с амплитудой падающей P_0 и рассеянной на второй гармоники P_h волн соотношением:

$$G_2 = 4\pi r^2 \left(\frac{P_h}{P_0}\right)^2. \tag{2}$$

Сечение нелинейного рассеяния для волн разностной частоты и суммарной частот также выражается через амплитуды падающей и рассеянных волн на этих частотах P_{+-}:

$$G_{+-} = 4\pi r^2 \left(\frac{P_{+-}^2}{P_1 P_2}\right). \tag{3}$$

Причиной излучения звука пузырьком является изменение его объема под действием падающего на пузырек акустического поля. Такое монопольное излучение звука хорошо известно [15–18], и амплитуда рассеянного сигнала P_s связана с изменением объема отдельного пузырька в акустическом поле V соотношением:

$$P_s = -\left.\frac{\rho_0 \partial^2 V}{4\pi r \partial t^2}\right|_{t = t - r/c_0}. \tag{4}$$

Тогда сечение нелинейного рассеяния может быть выражено через изменение объема пузырька на соответствующей частоте:

$$G_-(\Omega) = \frac{\rho_0^2 \Omega^4 V_-^2(\Omega)}{4\pi P_0 P_1},$$

$$G_+(\omega_3) = \frac{\rho_0^2 \omega^4 V_+^2(\omega_3)}{4\pi P_0^2}, \tag{5}$$

$$G_2(2\omega) = \frac{\rho_0^2 \omega^4 V_2^2(2\omega)}{\pi P_0^2}.$$

При слабо нелинейных колебаниях пузырьков можно воспользоваться известным уравнением, определяющим изменение объема одиночного пузырька V в акустическом поле с точностью до квадратичных членов [19]:

$$\ddot{V} + \omega_0^2 V + \nu \dot{V} - \frac{1}{8\pi R_0^3} \times$$
$$\times [3(\gamma+1)\omega_0^2 V^2 + 2\ddot{V}V + (\dot{V})^2] = -\frac{4\pi R_0}{\rho_0} P_0, \tag{6}$$

где ν – коэффициент потерь, при колебании вблизи резонанса $\nu = \delta\omega_0$, δ – безразмерный декремент затухания свободных колебаний, который зависит от радиуса пузырька и частоты акустической волны [20].

Резонансная частота пузырька ω_0 связана с его радиусом соотношением:

$$\omega_0 = \frac{1}{R_0}\sqrt{\frac{3\gamma P_*}{\rho_0}},$$

где γ – показатель адиабаты, P_* – статическое давление газа в пузырьках.

Определяя из уравнения (6) методом возмущений изменение объема пузырька на частоте второй гармоники V_2 и разностной (либо суммарной) частоты $V_-(V_+)$, нетрудно определить коэффициенты нелинейного рассеяния.

Для нелинейного рассеяния на разностной частоте

$$G_-(\Omega) = \{P_1 P_2 \pi \Omega^4 [3(\gamma+1)\omega_0^2 - \omega_1^2 +$$
$$+ \omega_2^2 - \omega_1\omega_2]^2\} / \{\rho_0^2 R_0^2 [(\omega_0^2 - \omega_1^2)^2 + \delta^2\omega_1^4] \times \tag{7}$$
$$\times [(\omega_0^2 - \omega_2^2)^2 + \delta^2\omega_2^4][(\omega_0^2 - \Omega^2)^2 + \Omega^4\delta^2]\}.$$

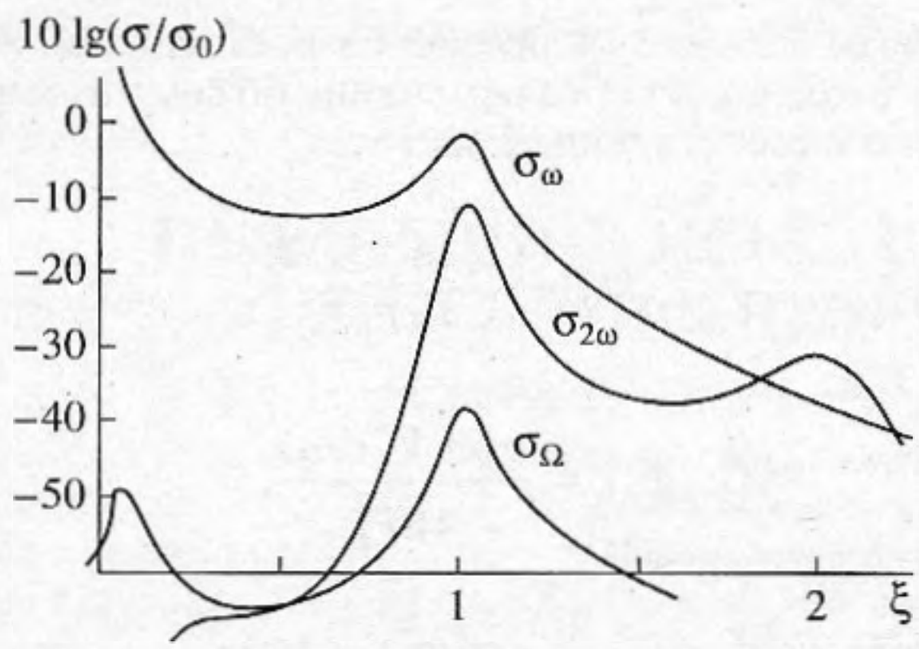

Рис. 1. Зависимость сечений рассеяния от частоты.

Сечение нелинейного рассеяния на суммарной частоте определяется выражением:

$$G_+(\omega_3) = \{P_1P_2\pi\omega_3^4[3(\gamma+1)\omega_0^2-\omega_1^2-$$
$$-\omega_2^2-\omega_1\omega_2]^2\}/\{\rho_0^2R_0^2[(\omega_0^2-\omega_1^2)^2+\delta^2\omega_1^4]\times \quad (8)$$
$$\times[(\omega_0^2-\omega_2^2)^2+\delta^2\omega_2^4][(\omega_0^2-\omega_3^2)^2+\omega_3^4\delta^2]\}.$$

Сечение нелинейного рассеяния на частоте гармоники:

$$G_2(2\omega) = \quad (9)$$
$$= \frac{36P_0^2\pi\omega^4[(\gamma+1)\omega_0^2-\omega^2]^2}{\rho_0^2R_0^2[(\omega_0^2-\omega^2)^2+\delta^2\omega^4]^2[(\omega_0^2-4\omega^2)^2+4\delta^2\omega^4]}.$$

Зависимости линейного G_0 и нелинейных сечений рассеяния для второй гармоники G_2 и разностной частоты G_- от нормированного радиуса пузырьков $\xi = R_\omega/R_0$, где R_ω – радиус пузырька, резонансного на частоте ω, приведен на рис. 1. Величины G нормированы на линейное сечение рассеяния одиночного пузырька в резонансе $G_0 = 4\pi R_\omega^2/\delta^2$; $\Omega/\omega_1 = 0.05$, $\delta = 0.1$. Видно, что в отличие от линейного рассеяния при нелинейном рассеянии наблюдается несколько резонансов при совпадении одной из взаимодействующих частот с резонансной частотой пузырька.

2. НЕКОГЕРЕНТНОЕ НЕЛИНЕЙНОЕ РАССЕЯНИЕ В СРЕДЕ, СОДЕРЖАЩЕЙ СОВОКУПНОСТЬ ПУЗЫРЬКОВ

Рассмотрим теперь распространение монохроматической (либо бигармонической) волны в среде, содержащей совокупность пузырьков. В этом случае возникает задача определения средней концентрации пузырьков по средним характеристикам рассеянного поля. Нелинейно рассеянное поле будет определяться суммой полей, рассеянных отдельными пузырьками.

Естественно, что в нелинейно рассеянном поле присутствуют как когерентная, так и некогерентная компоненты. Обычно в нелинейной акустике в основном рассматривалась когерентная составляющая линейно рассеянного поля, которая, в частности, определяла эффекты параметрического излучения на пузырьковом слое [20, 21] и обращения волнового фронта [22]. При экспериментальных исследованиях нелинейного рассеяния в газонасыщенных морских осадках когерентная составляющая, генерируемая в направлении распространения исходной акустической волны и отраженная затем от жесткой подложки, также является определяющей. Здесь мы рассмотрим слой пузырьков, расположенный вдали от отражающих границ, когда фаза падающей на пузырек волны и фаза, определяющая запаздывание до точек наблюдения, распределены случайным образом и среднее поле отсутствует. Поэтому становится важной другая характеристика – средняя интенсивность поля $I = P_sP_s^*/2\rho_0c_0$.

Некогерентная часть в интенсивности нелинейно рассеянного сигнала будет определяться суммой интенсивностей волн, рассеянных отдельными неоднородностями. При наличии довольно большого числа пузырьков, производя усреднение по всевозможным реализациям, выразим интенсивность нелинейно рассеянного поля I_n (индекс "n" может принимать значения +, –, 2 в зависимости от типа взаимодействия) через сечение нелинейного рассеяния отдельными пузырьками:

$$I_n = \frac{1}{8\pi\rho_0c_0}\int_v\int_{R_{\min}}^{R_{\max}}\frac{G_n}{r_1^2}n(R)|P_1P_2^*|dRdv, \quad (10)$$

где $n(R)$ – функция распределения пузырьков по размерам, так что $n(R)dR$ – число пузырьков в единице объема среды с радиусами в диапазоне от R до $R + dR$, dv – элемент объема пузырьковой среды, по которому производится интегрирование, r_1 – расстояние от этого элемента объема до точки наблюдения. Некогерентное рассеяние принято характеризовать коэффициентом объемного рассеяния β, определяемом как эффективная площадь сечения рассеяния единичного объема среды, т.е. интенсивность сигнала, рассеянного малым элементом среды dv, определяется соотношением [16, 17]:

$$\beta dv = 4\pi r_1^2\left(\frac{I_n}{I_0}\right). \quad (11)$$

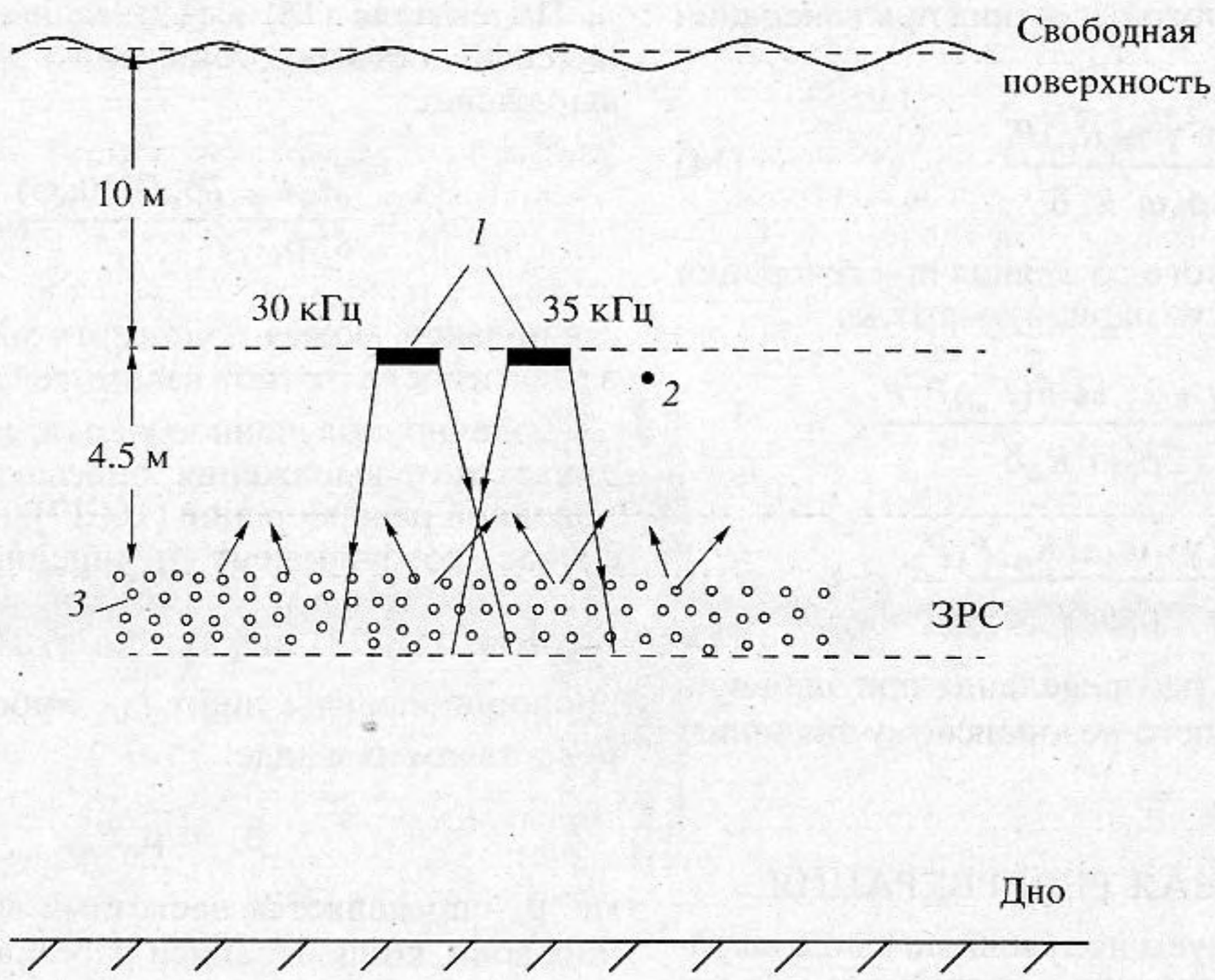

Рис. 2. Схема эксперимента: *1* – излучатели основных частот; *2* – гидрофон; *3* – нелинейный слой.

Тогда интенсивность I_n поля рассеянного объемом пузырьковой среды v равна

$$I_n = \frac{1}{4\pi}\int_v \frac{\beta I_0}{r_1^2} dv. \qquad (12)$$

Естественно, что удобно характеризовать некогерентное нелинейное рассеяние объемным коэффициентом нелинейного рассеяния β_n, который связывает интенсивность нелинейно рассеянного поля с интенсивностью падающей волны. Знание этого коэффициента позволяет использовать выражение (12) для нахождения параметров нелинейно рассеянного поля.

Из сравнения (10), (12) видно, что коэффициент объемного рассеяния связан с сечением рассеяния одиночного пузырька простой формулой:

$$\beta = \int Gn(R)dR. \qquad (13)$$

Эта формула описывает коэффициенты как линейного, так и нелинейного объемного рассеяния. Коэффициенты нелинейного рассеяния зависят от функции распределения пузырьков по размерам, частот взаимодействующих волн и амплитуды акустического поля, падающего на пузырьковую область.

Используем полученные соотношения для нахождения параметров некогерентности объемного рассеяния жидкости с пузырьком газа. Будем рассматривать среду с широкой функцией распределения пузырьков по размерам. Как видно из рис. 1, как линейное, так и нелинейное сечение рассеяния резко увеличивается при совпадении частоты зондирующего сигнала с резонансной частотой пузырька. При непрерывном распределении пузырьков по размерам основной вклад в сечение рассеяния дают резонансные пузырьки. Это позволяет вычислить значения нелинейных коэффициентов рассеяния в тех же приближениях, при которых обычно вычисляется поглощение и реверберация в среде с пузырьками. Вычислим интеграл (13) с функциями G_n, определенными согласно (7)–(9). Для пузырьков газа в воде $\delta \ll 1$, и приближенное значение интеграла можно найти, интегрируя вблизи резонансных радиусов (R_ω – радиус пузырька, резонансного на частоте ω). Полагая, что значение потерь δ и функция распределения по размерам $n(R)$ в этой окрестности изменяются слабо и их можно положить равными резонансному значению, получим следующие выражения для сечений линейного и нелинейного рассеяния:

сечение линейного рассеяния:

$$\beta_0 = \frac{2\pi^2 R_\omega^3 n(R_\omega)}{\delta};$$

сечение нелинейного рассеяния при генерации второй гармоники:

$$\beta_2 = \frac{8\pi^2\gamma^2 n(R_\omega)P_0^2}{\rho_0^2\omega^4 R_\omega\delta^3}; \quad (14)$$

сечение нелинейного рассеяния при генерации волны разностной (суммарной) частоты:

$$\beta_- = \frac{\pi^2(3\gamma+2)^2\Omega^4 n(R_\omega)P_1P_2}{2\rho_0^2\omega^8 R_\omega\delta^3},$$

$$\beta_+ = \frac{\pi^2(\gamma)^2\omega_3^4 n(R_\omega)P_1P_2}{2\rho_0^2\omega^8 R_\omega\delta^3},$$

где $n(R_\omega)$ – функция распределения при значении радиуса R, отвечающего резонансному значению на частоте ω.

3. НЕЛИНЕЙНАЯ РЕВЕРБЕРАЦИЯ

Здесь мы используем полученные выше выражения для коэффициентов нелинейного объемного рассеяния для расчета уровня нелинейно рассеянного назад сигнала от акустического пучка с известной диаграммой направленности. Постановка задачи близка к той, которую используют при рассмотрении акустической реверберации в море.

Пусть излучается короткий акустический сигнал длительностью τ (рис. 2) и с амплитудой давления у излучателя A_0, так что по времени приема сигнала можно выделить пространственную область рассеивания (реверберации). Будем рассматривать реверберацию в дальней зоне излучателя, где уже сформирована диаграмма направленности. Нас интересует нелинейно рассеянный сигнал, принимаемый ненаправленным гидрофоном, находящимся вблизи излучателя. В этом случае в рассеянном поле при плавном пространственном распределении концентрации неоднородностей преобладает некогерентная составляющая, уровень которой при рассеянии малым элементом объема dv определится выражениями (12).

При использовании зондирующего сигнала длительностью τ рассеивающий объем в данный момент времени t представляет собой часть шарового слоя толщиной $\Delta r = c\tau/2$, продольный размер которого определяется диаграммой направленности излучателя. Этот слой находится на расстоянии $r = ct/2$ от излучателя. Интенсивность проходящего через слой поля от плоского излучателя определяется соотношением [16, 17]:

$$I_0 = \frac{A_0^2R_\Phi^2D^2(\theta,\varphi)}{2\rho_0c_0r^2}, \quad (15)$$

где $R_\Phi = S/\lambda$ – размер зоны Фраунгофера, $D(\theta, \varphi)$ – диаграмма направленности.

Подставляя (15) в (12), получим для средней интенсивности некогерентного рассеянного поля выражение:

$$I_n = \frac{A_0^2R_\Phi^2}{8\pi\rho_0c_0}\int_v\frac{\beta_nD^2(\theta,\varphi)}{r^4}dv, \quad (16)$$

где индекс n может принимать значения 0, +, –, 2 в зависимости от типа взаимодействия.

Конечно, полученное выражение ничем не отличается от выражения, описывающего уровень линейной реверберации [16, 17], однако в данном случае коэффициент нелинейного объемного рассеяния зависит от амплитуды зондирующего сигнала. Из (14) видно, что эти коэффициенты пропорциональны либо P_0^2, либо P_1P_2, поэтому представим их в виде:

$$\beta_n = \mu_nP_n^2,$$

где μ_n определяется частотами взаимодействующих волн, концентрацией рассеивателей.

Считая концентрацию рассеивателей постоянной в объеме рассеивателей и учитывая, что $dv = r^2drd\Omega$, где Ω – телесный угол, получим:

$$I_n = \frac{A_0^2R_\Phi^2}{8\pi\rho_0c_0}\int\frac{\mu_nP_0^2D^2(\theta,\varphi)}{r^2}drd\Omega = \frac{A_0^4R_\Phi^4\mu_n\tau\Psi_n}{64\pi\rho_0r^4}\int_0^{4\pi}D^4(\theta,\varphi)d\Omega, \quad (17)$$

$\int_0^{4\pi}D^4(\theta,\varphi)d\Omega = \Psi_n$ – эффективная ширина пучка.

Для круглого излучателя радиуса a [16, 17]

$$\Psi_n = \frac{5.78}{(ka)^2}.$$

Интересно сравнить отличие интенсивности сигнала нелинейной реверберации от интенсивности сигнала линейной реверберации, который определяется выражением:

$$I_0 = \frac{A_0^2R_\Phi^2\mu_0\tau\Psi_0}{16\pi\rho_0r^2}, \quad (18)$$

где $\Psi_0 = \int_0^{4\pi}D^2(\theta,\varphi)d\Omega$.

Из сравнения (17) и (18) видно, что уровень интенсивности нелинейной реверберации пропорционален квадрату интенсивности поля у излучателя, а не первой степени, как при линейной реверберации. Таким образом, нелинейная реверберация должна быть особенно заметна для мощных излучателей. Другой ее особенностью является ее более быстрый спад с расстоянием ($\sim r^{-4}$), что мо-

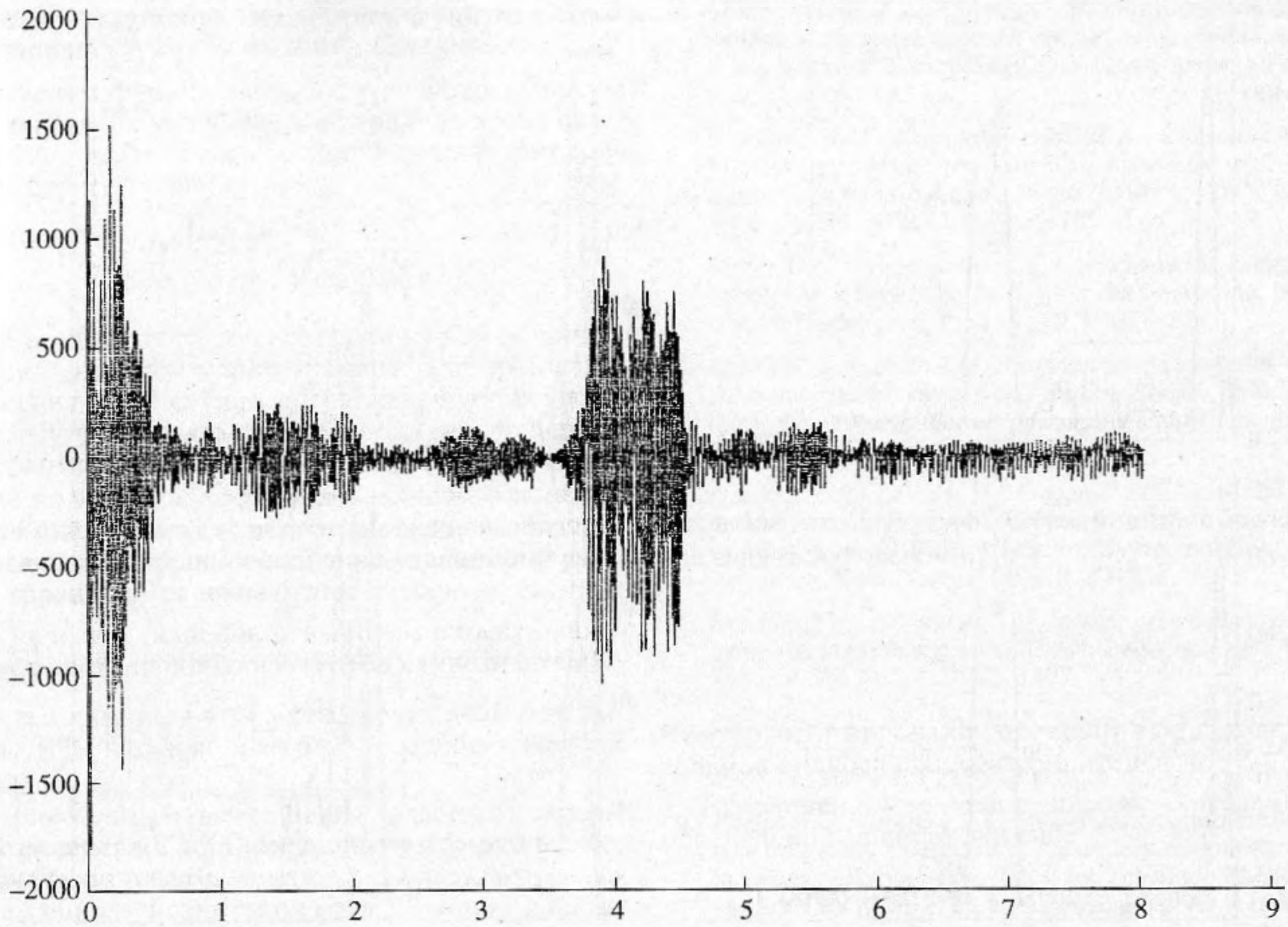

Рис. 3. Осциллограмма сигнала, рассеянного пузырьковым слоем и принятого гидрофоном.

жет вносить существенную поправку в линейные измерения вблизи рассеивателя.

Заметим, что вышеупомянутые соотношения получены для однородной рассеивающей среды. Их легко обобщить и на случай слоисто-неоднородной среды, в которой концентрация рассеивателей, а также и коэффициент объемного нелинейного рассеяния зависят только от продольной координаты x, в направлении которой распространяется акустический пучок.

Будем также считать, что характерный масштаб изменения неоднородностей много больше длины акустического импульса. В такой среде временная зависимость сигнала реверберации примет вид:

$$I_n = \frac{A_0^4 R_\Phi^4 \tau \Psi_n \mu_n\left(\frac{ct}{2}\right)}{4\rho_0 c_0^4 t^4}, \qquad (19)$$

где $\mu(x)$ определяет закон изменения коэффициента рассеяния с расстоянием. Таким образом, по временнóй зависимости I_n можно восстановить закон изменения $\mu_n(x)$ и пространственное распределение рассеивателей.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОГО НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ ЗВУКА

В настоящем разделе приводятся результаты натурного эксперимента, в котором реализован дистанционный метод нелинейной диагностики газовых пузырьков, основанный на измерении интенсивности рассеянного назад сигнала. Интенсивность измерялась на частотах, отличных от частоты падающего сигнала и соответствовала интенсивности нелинейно рассеянного сигнала. Здесь приводятся результаты дистанционного метода, реализованного, по-видимому, впервые в натурных условиях при использовании двух эхолотов, работающих на разных частотах. В пузырьковой неоднородности, которая расположена достаточно далеко и от свободной поверхности и от дна, происходит генерация волн комбинационных частот и гармоник. Выделение сигнала с суммарной частотой является наиболее оптимальным, так как его амплитуда существен-

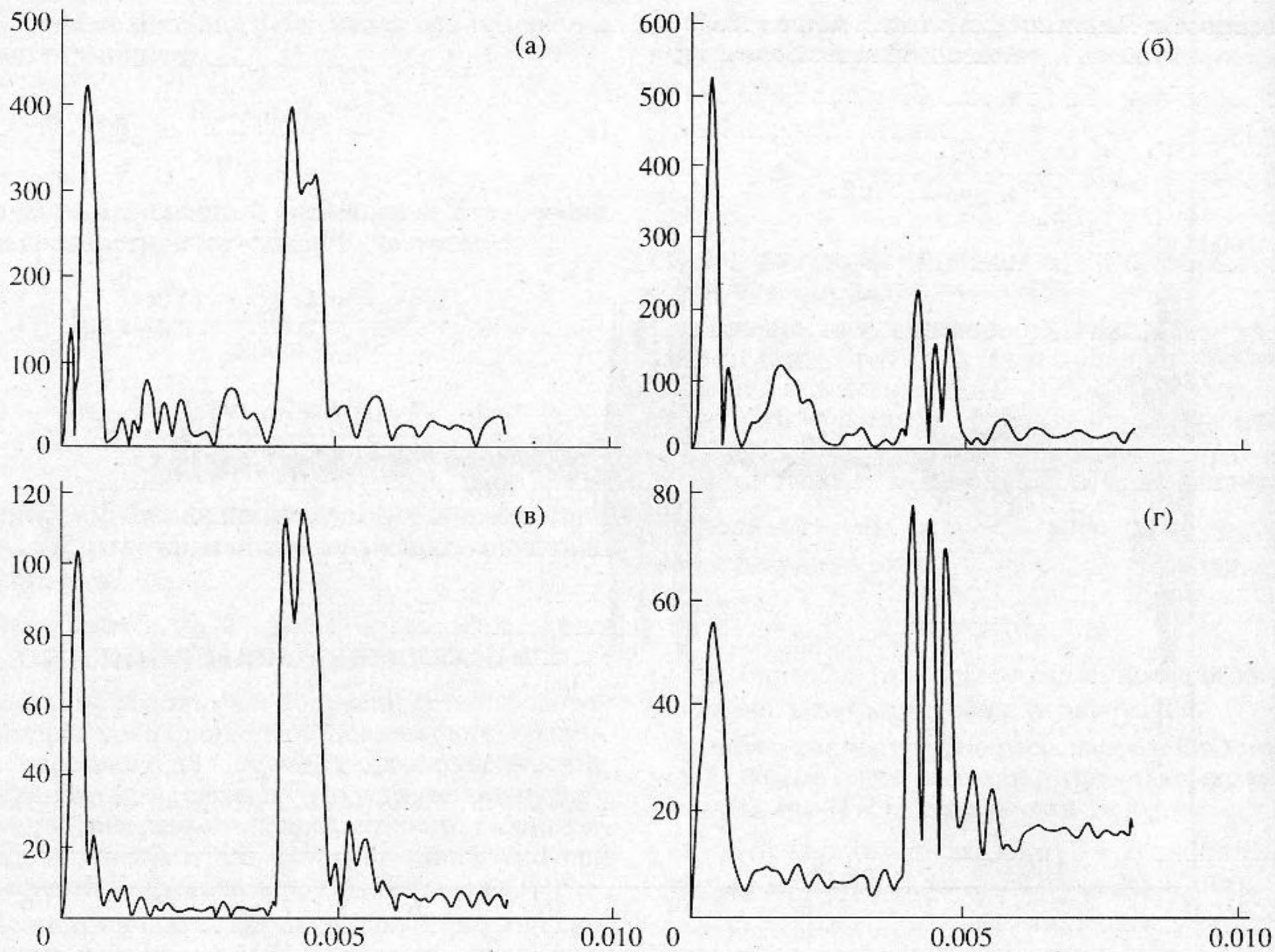

Рис. 4. Временна́я форма рассеянного сигнала, пропущенного через фильтр вблизи основных (а – 30 кГц, б – 33 кГц) и комбинационных (в – 60 кГц, г – 62 кГц) частот.

но превышает амплитуду сигнала разностной частоты. Схема эксперимента представлена на рис. 2. Эксперимент проводился в Гданьском заливе Балтийского моря. Использовались два независимых эхолота, установленные на борту НИС "Океания" Института океанологии Польской академии наук. Акустическая мощность каждого из эхолотов составляла 1 квт. Рабочая частота 30 и 35 кГц, радиус излучателя 12.5 см, длительность импульса излучения составляла примерно 2 мкс. Акустический сигнал, излученный эхолотами, находящимися на глубине 10 м, отражался от пузырькового слоя, находящегося на глубине около 4.5 м от излучателя, т.е. (см. рис. 2) на глубине 14.5 м от свободной поверхности, и приходил на приемный гидрофон. Наличие пузырькового слоя на такой глубине выглядит несколько необычно. По-видимому, возникновение пузырьков здесь связано с налипанием пузырьков к частицам планктона или водорослей [23]. На рис. 3 показан временной ход сигнала на гидрофоне, где ярко выражен отраженный от ЗРС импульс. На рис. 4 показана временна́я огибающая сигнала с гидрофона, предварительно пропущенная через фильтры, настроенные на основную частоту, частоту гармоник и суммарную частоту. Видно, что наряду с отраженным сигналом на основных частотах в сигнале, принятом с гидрофона, ярко выделяются сигналы на основной частоте и на частоте гармоник. Такая высокая нелинейность может быть обусловлена только пузырьками, и мы можем рассматривать наблюдаемый ЗРС как пузырьковый слой. Рассеяние здесь является некогерентным, и для сравнения теоретических оценок уровня нелинейно рассеянного сигнала с данными эксперимента следует воспользоваться соотношениями (17) и (18). Гидрофон был некалиброван, поэтому говорить можно только об относительных параметрах всех сравнительных характеристик.

Прежде всего сравним интенсивность некогерентно рассеянных сигналов по частоте 2-й гармоники и суммарной частоте с интенсивностью

сигнала, рассеянного на основной частоте. Как следует из (15) и (16), их отношение равно:

$$\frac{I_2}{I_0} = M_0^2 \frac{4(\rho_0 c_0^2)^2}{P^2\delta^2}\frac{R_\Phi^2}{R_0^2}\frac{\Psi_2}{\Psi_0},$$
$$\frac{I_+}{I_0} = M_0^2 \frac{(\rho_0 c_0^2)^2}{4P^2}\frac{(\omega_3)^4}{\delta^2\omega_1^4}\frac{R_\Phi^2}{R_0^2}\frac{\Psi_+}{\Psi_0}, \quad (20)$$

где $M = \frac{A_0}{\rho_0 c_0^2}$ – акустическое число Маха, γ – показатель адиабаты.

При мощности акустического излучения порядка 1 квт $A_0 \simeq 5 \times 10^5$ Па, $M_0 = 3 \times 10^{-4}$.

Из (4.20) следует, что отношения амплитуды нелинейно рассеянного сигнала с частотой второй гармоники к линейно рассеянному сигналу $\left(\sqrt{\frac{I_{2\omega}}{I_л}}\right)$ должно быть около 26%. Данные эксперимента дают для этого отношения величину порядка 30%, что довольно близко к теоретической оценке.

Приведенные соотношения позволяют в принципе рассчитать концентрацию пузырьков в слое, резонансная частота которых совпадает с частотами взаимодействующих волн. Однако в данном эксперименте это сделать невозможно, поскольку использовался некалиброванный гидрофон и подобные измерения планируются в ближайшем будущем.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные теоретические и натурные измерения показали возможность наблюдения нелинейной реверберации при распространении акустического сигнала в морской среде с газовыми пузырьками и возможность использования этого эффекта для диагностики пузырьковых образований. В частности, нелинейная реверберация позволяет отличать пузырьковые ЗРС от ЗРС другой природы.

Работа выполнялась при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований – код проекта 94-05-16755, Международного научного фонда – код проекта JD5100, Польского национального комитета по науке – код проекта 6P20202307.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Fenlon F.H.* On the Amplification of Modulated Acoustic Waves in Gas-Liquid Mixtures // Cavitation and Inhomogeneties in Underwater Acoustics. W. Lauterborn (ed.). Heidelberg–New York: Springer-Verlag, 1980. P. 141–150.
2. *Островский Л.А., Сутин А.М.* Нелинейные акустические методы диагностики газовых пузырьков в жидкости // Ультразвуковая диагностика. Горький. С. 139–150.
3. *Сандлер Б.М., Селивановский Д.А., Соколов А.Ю.* Измерение концентрации газовых пузырьков в приповерхностном слое моря // Докл. АН СССР. 1981. Т. 259. № 6. С. 1474–1476.
4. *Miller D.L.* Iltrasonic detection of resonance cavitation bubbles in a flow tube by their second-harmonic emissions // Ultrasonics. 1981. V. 19. P. 217–224.
5. *Ostrovsky L.A., Sutin A.M.* Nonlinear sound scattering from subsurface bubble layer // Sea Surfaxe Sound. B. Kerman (ed.). Dorderecht: Kluwer Academic Publishers, 1993. P. 363–370.
6. *Gimenez G., Chamant M., Farnand J.P.* Non-linear responce of a single bubble driven by a two-components exciting wave // Proc. 10-th Int. Symp. on Nonlinear Acoustics, Kobe, Japan, 1984. P. 83–87.
7. *Newhouse V.L., Shankar P.M.* Bubble sixe measurement using the nonlinear mixing of two frequencies // JASA. 1984. V. 75. № 5. P. 1473–1477.
8. *Chapelon J.Y., Shankar P.M., Newhouse V.L.* Iltrasonic measurement of bubble cloud size profiles // JASA. 1985. V. 87. № 1. P. 196–201.
9. *Phelps A.D., Leighton T.G.* Investigations into the use of two frequency excitation to accurately determine bubble sizes // Bubble Dynamics and Interface Phenomena. Ed. J.R. Blace et al. Netherlands: Kluver Academic Publisher, 1994. P. 475–484.
10. *Thorpe S.A.* On the clouds of bubbles formed by breaking wind-waves in deep. waters, and their role in air-sea gas transfer // Phys. Trans. R. Soc. Lond., 1981. A-304. P. 155–210.
11. *Schippers Ir. P.* Density of air-bubbles below the sea surface, theory and experiments // Cavitation and Inhomogeneities in Underwater Acoustics. W. Lauterborn (ed.). Berlin–Heidelberg–New York: Springer-Verlag, 1980. P. 205–210.
12. *Акуличев В.А., Буланов В.А., Кленин В.А.* Акустическое зондирование газовых пузырьков в морской среде // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 3. С. 289–295.
13. *McConnell S.O.* Acoustic measurements of bubble densities at 15–50 kHz // Sea Surface Sound. B. Kerman (ed.), Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1993. P. 237–252.
14. *Gimenez G., Chamant M., Farnand J.P.* Non-linear responce of a single bubble driven by a two-components exciting wave // Proc. 10-th Int. Symp. on Nonlinear Acoustics, Kobe, Japan. 1984. P. 83–87.
15. *Заболотская Е.А., Солуян С.И.* Излучение гармоник и комбинационных частот воздушными пузырьками // Акуст. журн. 1972. Т. 26. № 3. С. 472–475.
16. *Клей К., Медвин Г.* Акустическая океанография. М.: Мир, 1980. 582 с.
17. *Урик Р. Дж.* Основы гидроакустики. Л. 446 с.
18. *Исакович М.А.* Общая акустика. М.: Наука, 1973.

19. *Devin Ch. Jr.* Survey of thermal, radiation and viscous damping of pulsation air bubbles in water // JASA. 1959. V. 31. № 12. P. 1654–1657.

20. *Donskoi D., Zamolin S., Kustov L., Sutin A.* Nonlinear backscattering of acoustic waves in a bubble layer // Acoustics Letters. 1984. V. 7. P. 134–135.

21. *Кустов Л.М., Назаров В.Е., Сутин А. М.* Нелинейное рассеяние звука на пузырьковом слое // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 6. С. 804–810.

22. *Кустов Л.М., Назаров В.Е., Сутин А.М.* Обращение волнового фронта акустической волны на пузырьковом слое // Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 6. С. 837–839.

23. *Стунжас П.А., Селивановский Д.А., Крупаткина Д.К.* О регулируемой посредством газовых пузырьков плавучести одной из колониальных форм диатомеи (Thalossiosira) // Изв. РАН, серия биол. 1994. № 3. С. 453–461.

Nonlinear Incoherent Scattering of Acoustic Waves by a Bubble Layer

Z. Kluzek, I. A. Soustova*, and A. M. Sutin***

* *Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, ul. Ul'yanova 46, Nizhnii Novgorod, 603600 Russia*

** *Institute of Oceanology, Polish Academy of Sciences, ul. Povstantsov Warscawy Rebels Street 55, Sopot, 81-967 Poland*

Abstract—The paper reports a theoretical and experimental study into the nonlinear reverberation of a strong acoustic signal at the difference, sum, and double frequency in a bubble medium. Field measurements in the Baltic Sea have demonstrated the feasibility of observing the nonlinear reverberation of a signal from an underwater acoustic radiator in a bubble layer and of using the effect for bubble diagnostics.