

ИЗМЕНЧИВОСТЬ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ПРИСУТСТВИИ ПУЗЫРЬКОВЫХ ОБЛАКОВ ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ МЕЛКОГО МОРЯ

В.А. Буланов, Л.К. Бугаева

Существуют различные представления о значимости вклада приповерхностного слоя пузырьков в затухание и структуру низкочастотного звука в океане. Однозначного решения проблемы в настоящее время не имеется, и исследования в данном направлении остаются актуальными. Целью работы было выявить основной механизм влияния пузырьков облаков на распространение звука на основе новых экспериментальных данных и теоретических моделей. Для изучения влияния приповерхностного слоя пузырьков на распространение звука было проведено численное моделирование для мелкого моря при использовании приближения нормальных мод. Расчеты звукового поля были выполнены по программе KRAKENC для взаимодействующих мод. Для характеристики структуры и акустических свойств верхнего слоя моря, насыщенного газовыми пузырьками, были использованы экспериментальные результаты, полученные методами обратного рассеяния звука на различных частотах в Японском море. Показано, что наличие пузырьков облаков в приповерхностных слоях определяет изменение как среднего спада звукового поля вдоль трассы распространения звука, так и пространственной интерференционной структуры поля. Приповерхностный слой пузырьков приводит к дополнительному спаду поля на умеренных дистанциях, а на больших расстояниях — к отсутствию в экспоненциальном законе вклада пузырькового слоя — остается только экспоненциальное затухание, обусловленное диссипативными процессами в морской воде. Исчезновение части распространяющихся лучей в области пузырькового слоя приводит к огрублению интерференционной картины акустического поля, когда период интерференции растет с увеличением концентрации пузырьков.

Ключевые слова: морская вода, рассеяние, поглощение звука, пузырьки, распространение звука, метод нормальных мод

1. Введение

Пузырьки в верхнем слое моря оказывают значительное влияние на гидрофизические свойства морской воды. Существуют различные мнения о вкладе пузырьков в приповерхностном слое в затухание и структуру низкочастотного звука в океане [1–5]. Приповерхностный слой водной толщи океана существенно изменяется при сильном ветре и развитом поверхностном волнении [5–9]. В этих условиях он характеризуется развитой турбулентностью, аномально высокими концентрациями газовых пузырьков, газонасыщенности воды и большим газообменом между океаном и атмосферой [9–11]. Одновременно также изменяются акустические характеристики, которые становятся зависимыми от наличия воздушных пузырьков, образуемых при обрушении ветровых волн [4–6, 12, 13]. Эти структуры, как правило, влияют на

рассеяние и распространение звука. Однозначного решения проблемы в настоящее время не имеется, и исследования в данном направлении остаются актуальными.

Цель работы – выявить основной механизм влияния пузырьков облаков на распространение звука на основе новых экспериментальных данных и теоретических моделей. Основу работы составляет изучение структуры и динамических характеристик верхнего слоя моря, насыщенного пузырьками, а также взаимосвязь акустических характеристик взволнованного верхнего слоя моря и характеристик пузырьков облаков, образованных при обрушении поверхностных волн при сильном ветре. Проанализировано влияние приповерхностного слоя пузырьков на затухание и структуру звука в мелком море с привлечением экспериментальных результатов для функции распределения пузырьков по размерам.

Структура статьи следующая. В разделе 2 представлены некоторые результаты экспериментальных исследований по рассеянию звука в приповерхностном слое морской воды, насыщенной пузырьками, полученных в период экспедиционного рейса № 78 НИС «Академик Опарин» с 19 по 29 июля 2025 г. в Японском море. На основе этих данных были получены данные для плотности распределения пузырьков по размерам в пузырьковых облаках, а также были вычислены распределения объемной концентрации пузырьков в приповерхностном слое моря. В разделе 3 представлены оценки акустических характеристик морской воды с пузырьками с привлечением экспериментальных результатов, описанных в разделе 2. В разделе 4 представлены результаты исследований по изменчивости структуры акустического поля в мелком море с пузырьковыми облаками при различной концентрации пузырьков в приповерхностном слое. Расчеты звукового поля были выполнены по программе KRAKENC для взаимодействующих мод. В разделе 5 представлены результаты изучения частотной зависимости спада акустического поля при наличии пузырьковых облаков. Заключение и выводы представлены в разделе 6.

2. Экспериментальные исследования по рассеянию звука в Японском море

2.1. Аппаратура и методики

Экспериментальные исследования проводились в экспедиционном рейсе №78 НИС «Академик Опарин» с 19 по 29 июля 2025 г. Изучение рассеяния звука проводилось на низких и высоких частотах 12 кГц и 200 кГц на протяжении всего маршрута движения судна, а также на полигонах на шельфе и отдельных станциях. В качестве излучателей при работе на ходу судна применялись вмонтированные в днище судна вибраторы судового эхолота Echotrack E20, работа которого для научных целей была затруднена в связи с отсутствием настраиваемого режима для манипуляции необходимых коэффициентов, требуемых для исследований по рассеянию звука. Поэтому для формирования мощных акустических импульсов и регистрации и обработки принимаемых сигналов обратного рассеяния звука использовалась аппаратура ТОИ ДВО РАН. На отдельных станциях в дрейфе выполнялись работы по изучению рассеяния на частотах 28, 200 и 143 кГц с применением опускаемой с борта судна системы излучения–приема акустических сигналов, состоящей из трех излучателей, смонтированных на отдельной базе.

Принципиальная схема излучения и приема сигналов на частотах 12 и 25 кГц (вторая гармоника излучателя 12 кГц эхолота Echotrack E20), 28 и 200 кГц представлена на рис. 1.

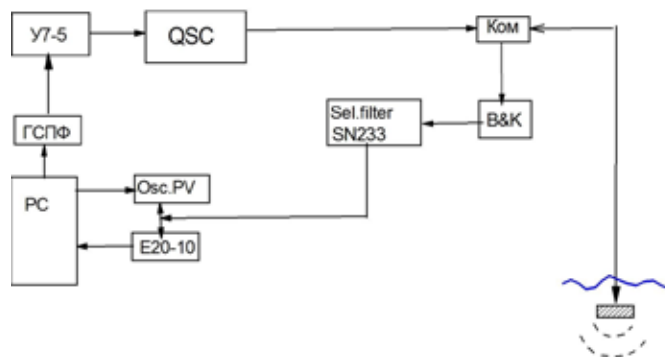


Рис. 1. Схема излучения и приема в экспедиционном рейсе № 78 НИС «Академик Опарин» с 19 по 29 июля 2025 г.

Основу приемного тракта составлял селективный нановольтметр SN 233, который обеспечивал усиление 10^4 при фильтрации сигналов в зависимости от длительности импульсов и дальности в различных полосах 54, 36 и 18 дБ/октаву. Усиленный сигнал оцифровывался 14-разрядной АЦП E20-10 фирмы Л-Кард (Москва) с максимальной частотой оцифровки до 5 МГц. Излучение проводилось с применением специально разработанных сигналов, реализуемых через цифровой генератор ГСПФ-053, которые далее усиливались широкополосным предусилителем мощности У7-5, а затем окончательно усиливались либо усилителем мощности QSC (в низкочастотном варианте, до 100 кГц), либо высокочастотным усилителем БИП (производства ТОИ). На рис. 1 Ком – коммутатор сигналов; B&K – усилитель фирмы «Брюль и Кьер» (Дания), SN 233 – селективный нановольтметр, Osc.PV – цифровой осциллограф PV с возможностью протяженной записи детектированных сигналов с частотой дискретизации до 8 кГц; E20-10 – интерфейсная плата АЦП, подключаемая к USB, PC – стандартный ноутбук с предустановленными программами управления и обработки.

2.2. Пузырьковые облака в приповерхностном слое моря

Исследования по рассеянию звука проводились непрерывно вдоль всего маршрута судна. Первичные данные с помощью аппаратуры ТОИ оцифровывались с частотами квантования, позволяющими анализировать записанные сигналы, с целью последующей

обработки в цифровом виде по специально разработанным алгоритмам.

Рассеяние звука на практике можно характеризовать коэффициентом рассеяния m_V , определяемым выражением [4–6]

$$m_{V \text{exp}}(r) = (2 / \pi \theta^2 c \tau) (P_s / P_i)^2, \quad (1)$$

где r – расстояние до неоднородности, V – импульсный рассеивающий объем среды, который в случае применения излучателей с узкой диаграммой направленности можно записать в виде $V = \pi r^2 \theta^2 c \tau / 2$, где θ – ширина диаграммы направленности излучателя, c – скорость звука, τ – длина импульса звука.

На рис. 2 показано изменение с расстоянием коэффициента рассеяния звука на частоте 200 кГц, связанное с наличием пузырьков на шельфе в Японском море под днищем судна, идущим со скоростью около 5 узлов и при спокойном волнении моря менее 2 баллов. Пузырьки, как видно из рис. 2, в основном сосредоточены в слое примерно 7 м, хотя периодически появляются пузырьковые облака, транспортируемые до значительных глубин около 10 м и более. Вертикальный размер пузырькового облака при этом возрастает в два раза. Таким образом, периодически появляются пузырьковые облака, которые могут транспортироваться в толщу моря циркуляционными течениями, сопутствующие длинным поверхностным волнам и ячейкам Ленгмюра [7, 8, 10].

С помощью формулы (1) можно экспериментально определить частотную зависимость коэффи-

циента рассеяния звука $m_V(\omega)$, что позволяет найти функцию распределения по размерам $g(R)$ или объемную концентрацию x пузырьков, присутствующих в морской воде. В случае монотонной функции $g(R)$ можно записать коэффициент рассеяния звука на пузырьках в широко распространенном виде [5–12]:

$$m_V(\omega) = \pi R_\omega^3 g(R_\omega) / 2 \delta_\omega, \quad (2)$$

откуда по частотной зависимости $m_V(\omega)$ можно определить функцию $g(R)$:

$$g(R_\omega) = (2 \delta_\omega / \pi R_\omega^3) m_{V \text{exp}}(\omega). \quad (3)$$

Здесь R_ω – радиус пузырька, резонансного на частоте ω , δ_ω – постоянная затухания пузырька R_ω на резонансе.

На рис. 3 представлено изменение плотности распределения пузырьков $g_\omega(r, t)$, резонансных на частоте 200 кГц, в области неоднородности пузырьковых облаков, возникающих периодически при движении судна со скоростью около 5 узлов.

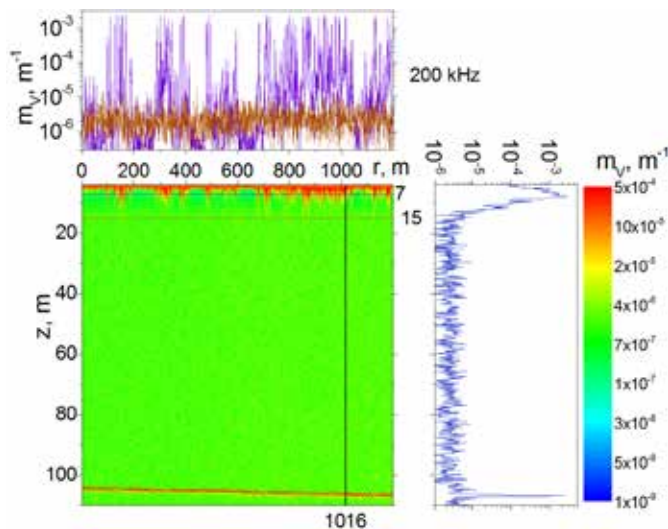


Рис. 2. Изменение с расстоянием коэффициента рассеяния звука на частоте 200 кГц, связанное с наличием пузырьков на шельфе в Японском море в условиях спокойного моря (при волнении менее 2 баллов)

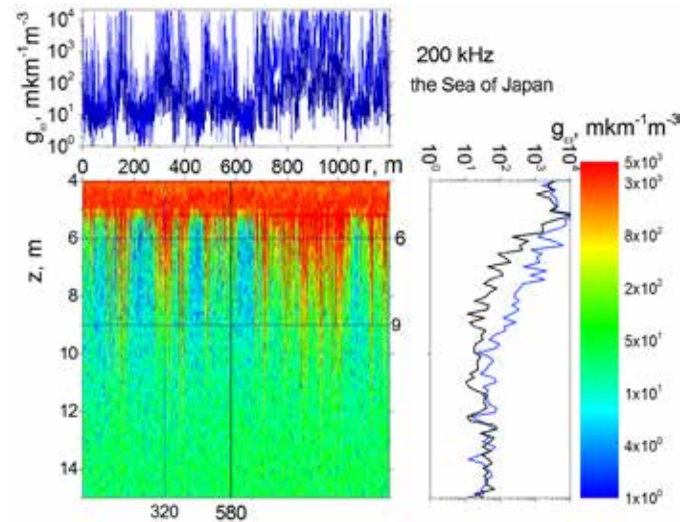


Рис. 3. Изменение плотности распределения пузырьков $g_\omega(r, t)$ с размером ~15 мкм, резонансных на частоте 200 кГц в пузырьковых облаках на различных глубинах в верхнем слое Японского моря

Полученные данные для плотности распределения пузырьков $g_\omega(r, t)$ можно использовать для вычисления объемной концентрации пузырьков по формуле

$$x = (4\pi / 3) \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} R^3 g(R) dR. \quad (4)$$

Вид функции распределения по размерам $g(R)$ на основе многих экспериментальных данных в мор-

ской воде [5] можно представить следующим образом:

$$g(R) = A_g R^{-n} \exp\left[-\left(R_p/R + R/R_m\right)\right], \quad (5)$$

где R_p – радиус, отвечающий максимуму функции $g(R)$, R_m – максимальный размер пузырьков, формирующих $g(R)$, показатель степени $n \approx 3.8$. В итоге, используя в качестве калибровки полученные на частоте 200 кГц экспериментальные данные для $g(R)$ при $R \sim 15$ мкм, представленные на рис. 3, можно оценить объемную концентрацию газа x в пузырьках, которая представлена на рис. 4.

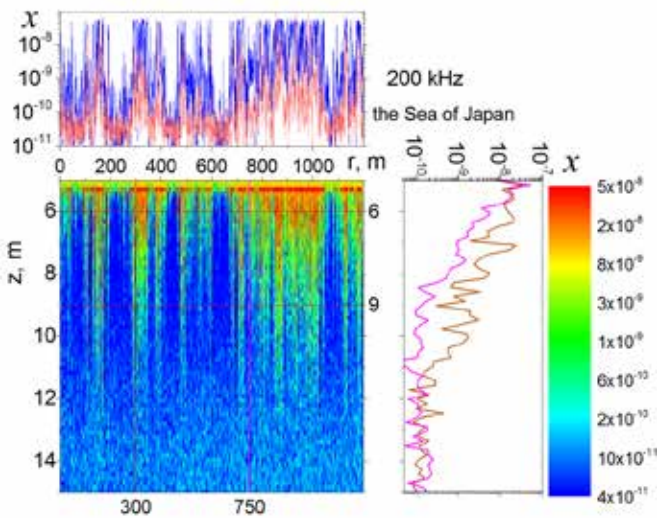


Рис. 4. Изменение с расстоянием объемной концентрации газа x в пузырьковых облаках в верхнем слое Японского моря

На практике присутствие такого диссипативного слоя, экранирующего прием зондирующих посылок, приводит к существенным помехам при акустическом зондировании неоднородностей водной толщи и дна моря.

3. Оценка акустических характеристик морской воды с пузырьками

Коэффициент поглощения звука в жидкости с пузырьками определяется формулой [5, 6]:

$$\alpha = (2\pi c / \omega) \text{Im} \int_{\{R\}} \frac{Rg(R)}{(R_\omega / R) - 1 - i\delta_\omega} dR. \quad (6)$$

При небольшой объемной концентрации пузырьков $x \ll x_* \sim (c'/c)^2 \approx 0.05$ (c' и c скорости звука в пузырьке и в жидкости) и монотонной функции $g(R)$ можно получить простую формулу для коэффициента поглощения звука α [5, 6]:

$$\alpha \approx \frac{\pi^2}{\sqrt{3}} \sqrt{\rho c^2 K R_\omega^3} g(R_\omega) = A_\alpha R_\omega^3 g(R_\omega), \quad (7)$$

где $A_\alpha \approx 800$. В действительности функция $g(R)$ немонотонна, имеет максимум в области малых размеров, и поэтому на основе экспериментальных данных требуется более тщательное проведение вычислений.

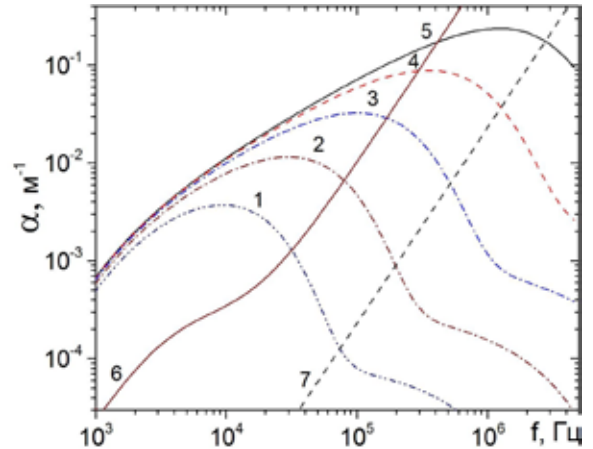


Рис. 5. Зависимость коэффициента поглощения звука от частоты при различных положениях максимума $g(R)$: 1 – $R_p = 0,17$ мм; 2 – $0,046$ мм; 3 – $0,013$ мм; 4 – $3,5$ мкм; 5 – $1,0$ мкм; 6 и 7 – поглощение звука в чистой морской ($T = 20^\circ\text{C}$, соленость $S = 3.5$ ‰) и пресной воде, соответственно

На рис. 5 представлены зависимости коэффициента поглощения звука в воде с пузырьками от частоты при различных функциях распределения пузырьков по размерам $g(R)$ согласно формулам (5) и (6). Параметры $g(R)$ согласно формуле (5) следующие: $A_g = 10^{-8}$ смⁿ⁻⁴, $n=3,8$; $m=1$, $R_m=2,5$ мм. При этом объемная концентрация пузырьков составляет $x \sim 10^{-7}$, которая согласно данным, представленным на рис. 4, является достаточно типичной величиной при спокойном и небольшом волнении моря менее 2 баллов.

Для скорости звука при небольших объемных концентрациях пузырьков $x \ll x_* \sim 0.05$ можно получить следующую зависимость [5, 6]:

$$\Delta c_e / c = (c_e - c) / c \approx -xc^2 / 2c'^2, \quad x \ll x_* \sim 0.05, \quad (8)$$

которая показывает, что при зафиксированной небольшой концентрации пузырьков относительные изменения скорости звука за счет пузырьков при небольшом волнении моря оказываются незначительными. [1, 2]. На основании полученных выше данных можно оценить критические объемные концентрации x_k , при которых пузырьки могут влиять на распространение звука. Они оказываются достаточно большими и имеющим порядок $x_k \sim 10^{-4} \div 10^{-3}$.

4. Структура акустического поля в мелком море с пузырьковыми облаками

Для изучения влияния приповерхностного слоя пузырьков на распространение звука было проведено численное моделирование для мелкого моря при использовании приближения нормальных мод. Была выбрана модель простейшего горизонтально однородного, изоскоростного подводного звукового канала с абсолютно отражающими границами (верхняя граница – мягкая, нижняя – жесткая). Дополнительное затухание, вызванное наличием пузырькового слоя, описывается мнимой частью собственных значений мод. Расчеты звукового поля были выполнены по программе KRAKENC [3, 13, 14] для взаимодействующих мод. Толщина слоя пузырьков выбиралась равной 7 м. Излучатель располагался на глубине 10 м при глубине моря 42 м.

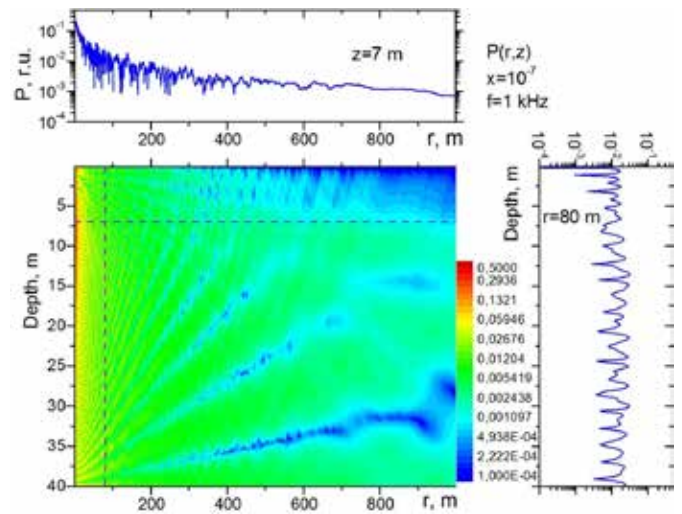


Рис. 8. Акустическое поле источника с частотой $f=1$ кГц на глубине 10 м в канале с приповерхностным слоем пузырьков толщиной 7 м при концентрации пузырьков $x=10^{-7}$

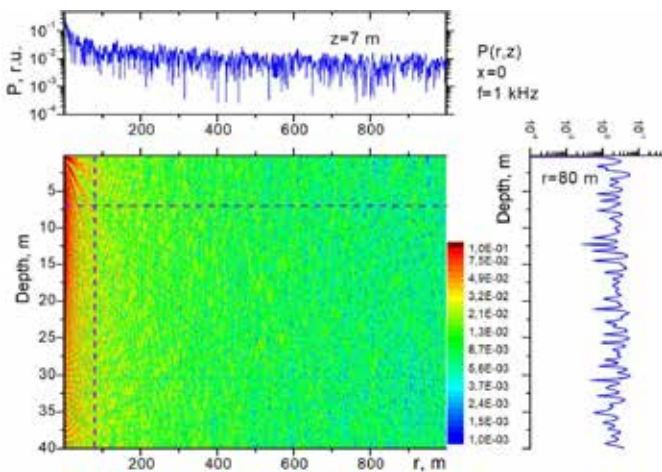


Рис. 6. Акустическое поле источника с частотой $f=1$ кГц на глубине 10 м в канале без пузырьков ($x=0$)

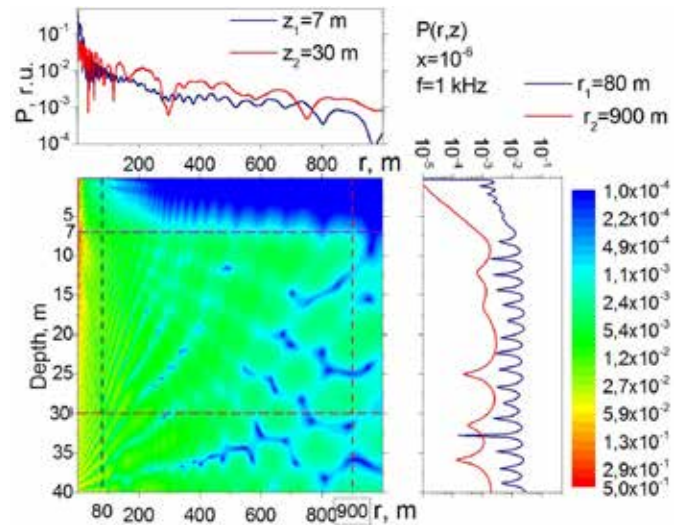


Рис. 9. Акустическое поле источника с частотой $f=1$ кГц на глубине 10 м в канале с приповерхностным слоем пузырьков толщиной 7 м при концентрации пузырьков $x=10^{-6}$

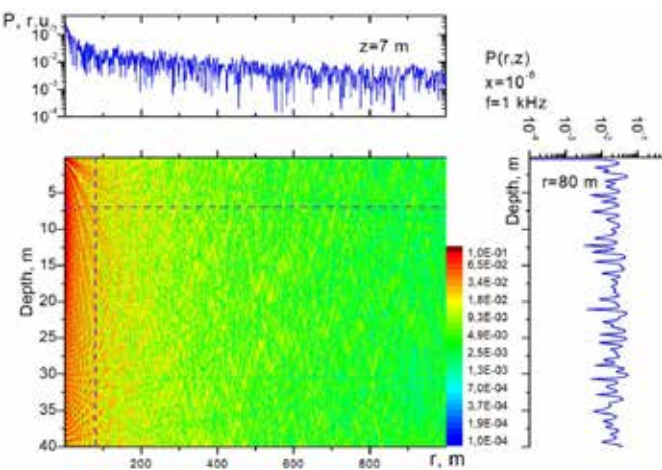


Рис. 7. Акустическое поле источника с частотой $f=1$ кГц на глубине 10 м в канале с приповерхностным слоем пузырьков толщиной 7 м при концентрации пузырьков $x=10^{-8}$

На рис. 6–9 представлены результаты расчетов в виде 2D изображений акустического поля для различных концентраций пузырьков в приповерхностном слое. На панелях справа представлены вертикальные разрезы поля на определенных расстояниях от излучателя. На верхней панели представлены горизонтальные разрезы поля на определенных глубинах.

Расчеты показывают сильное изменение структуры акустического поля при превышении концентрации пузырьков, равной 10^{-7} . При этом резко изменяется общая структура акустического поля в толще волновода. Здесь же на рисунках на правой панели показана вертикальная структура акустического поля на различных расстояниях от излучателя. Видно, что структура поля существенно изменяется с расстояни-

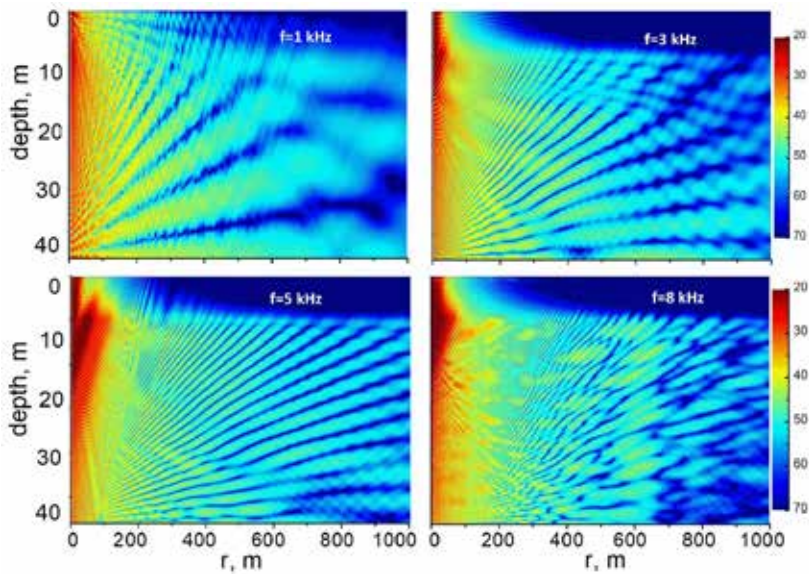


Рис. 10. Структура акустического поля с различными частотами от 1 до 8 кГц, излучатель на глубине 10 метров в канале с приповерхностным слоем пузырьков толщиной 7 м при концентрации пузырьков $\chi = 10^{-7}$.

ем. При этом происходит общий спад уровня поля, который существенно отличается при изменении концентрации пузырьков в приповерхностном слое.

На рис. 10 представлено изображение структуры акустического поля на различных частотах от 1 до 8 кГц при концентрации пузырьков $\chi = 10^{-7}$, когда поле начинает испытывать сильное изменение благодаря наличию приповерхностного диссипативного слоя по сравнению с невозмущенным волноводом без пузырькового слоя.

Из результатов, представленных на рис. 10, видно, что интерференционная структура поля значительно изменяется с увеличением частоты поля. Структура становится более мелкой. Тем не менее при изменении почти на порядок частоты звука остается правильное чередование максимумов и минимумов, которые связывают с наличием пространственно-частотного инварианта Чупрова [15–17].

5. Частотная зависимость спада акустического поля при наличии пузырьковых облаков

Вблизи поверхности акустическое поле резко уменьшается вследствие поглощения звука. На рис. 11 показана вертикальная структура акустического поля на различных расстояниях от излучателя при различных концентрациях пузырьков. Видно, что структура поля существенно изменяется на расстояниях, превышающих 100–150 м. При этом происходит общий спад уровня поля, который существенно отличается при изменении концентрации пузырьков в приповерхностном слое.

На рис. 12 представлены зависимости от расстояния давления акустического поля на различных глубинах $|p(r, z)|$ при различных концентрациях пузырьков. Толстыми линиями ото-

бражено среднее по глубине давление акустического поля. Из рис. 12 видна сильная зависимость спада поля от расстояния на различных глубинах. Но на больших расстояниях характер экспоненциального спада поля оказывается близким для различных глубин, включая и среднее поле. На больших расстояниях основной вклад в энергию поля дают только те компоненты, которые несильно взаимодействуют с пузырьковым слоем, и поэтому коэффициент поглощения звука резко снижается и приближается к величине коэффициента поглощения в воде без пузырьков.

В качестве характеристики спада акустического поля с расстоянием можно взять выражение для среднего по глубине поля вида

$$P(r) = \langle |p(r, z)| \rangle_z = (1/h) \int_0^h |p(r, z)| dz, \quad (9)$$

где h – глубина канала. Тогда $P(r)$ можно записать в виде:

$$P(r) = A \exp(-\alpha r) / \sqrt{r}, \quad (10)$$

согласно которому можно вычислить коэффициент затухания звука α . Результаты вычисления коэффициентов α дают

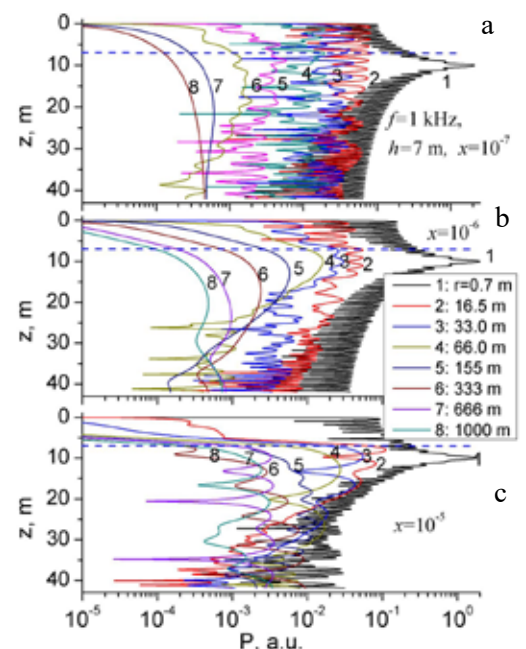


Рис. 11. Зависимости от глубины давления акустического поля на частоте 1 кГц на различных расстояниях $|p(r, z)|$ при постоянной толщине слоя $h=7$ м и различных концентрациях пузырьков: а – $\chi=10^{-7}$, б – $\chi=10^{-6}$, в – $\chi=10^{-5}$

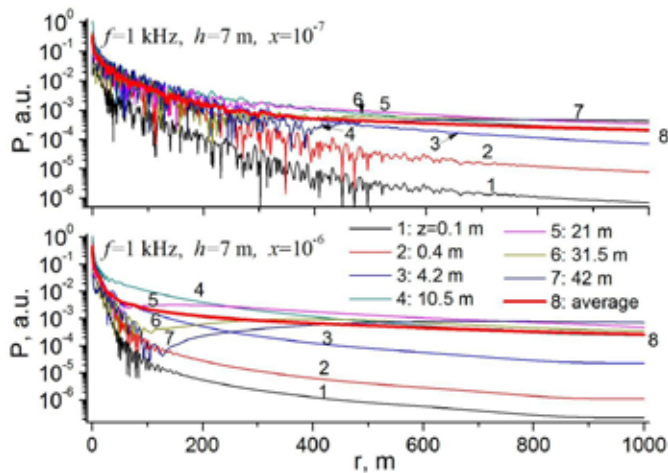


Рис. 12. Зависимости $|p(r, z)|$ при различных концентрациях пузырьков и постоянной толщине слоя $h = 7$ м. Толстыми линиями отображено среднее по глубине давление акустического поля $P(r) = \langle |p(r, z)| \rangle_z$

следующие значения: при $x=0$ $\alpha = 1.5 \cdot 10^{-6}$ 1/м; при $x=10^{-8}$ $\alpha = 9.5 \cdot 10^{-4}$ 1/м; при $x=10^{-6}$ $\alpha = 7.4 \cdot 10^{-3}$ 1/м. Для сравнения коэффициент поглощения плоской звуковой волны α_b на частоте 1 кГц для однородной пелены пузырьков в морской воде имел бы следующие значения: при $x=0$ $\alpha_b = 1.5 \cdot 10^{-6}$ 1/м; при $x=10^{-8}$ $\alpha_b = 3.5 \cdot 10^{-3}$ 1/м; при $x=10^{-6}$ $\alpha_b = 0.32$ 1/м. Следовательно, в море из-за небольшой толщины слоя пузырьков поглощение звука оказывается существенно меньше по сравнению с поглощением в однородной пелене пузырьков. Однако величина суммарного поглощения звука все же оказывается больше поглощения в чистой морской воде.

На рис. 13 и 14 представлены зависимости от расстояния давления акустического поля $|p = p(r; f)|$ на различных частотах от 1 до 8 кГц без пузырькового слоя и при наличии пузырькового слоя.

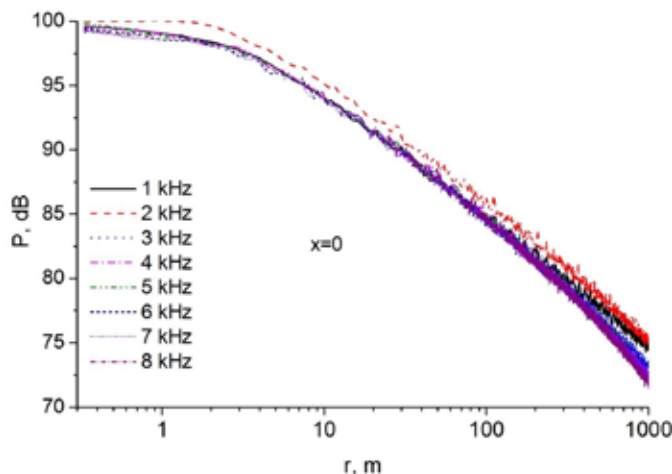


Рис. 13. Зависимости от расстояния давления акустического поля $|p = p(r; f)|$ на различных частотах в море без пузырькового слоя

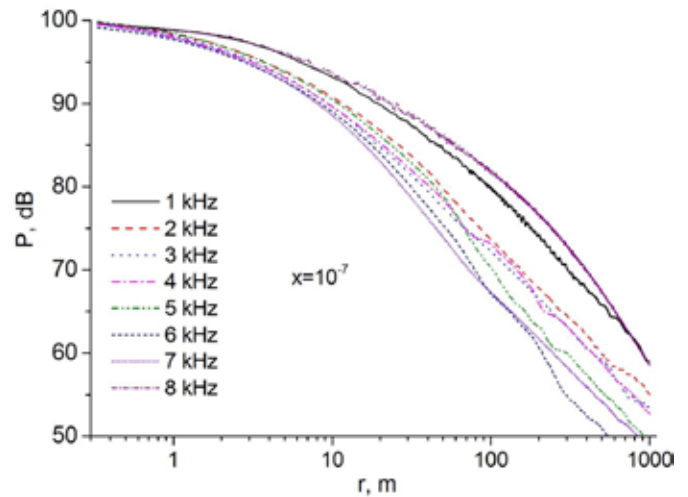


Рис. 14. Зависимости $|p = p(r; f)|$ в море при концентрациях пузырьков $x=10^{-7}$ и постоянной толщине слоя $h=7$ м

Из рис. 13 и 14 можно заключить, что наличие даже сравнительно небольшой концентрации пузырьков $x=10^{-7}$ в слое приводит к значительному поглощению звука вдоль трассы распространения. При этом наблюдается существенно более сильная частотная зависимость по сравнению с отсутствием слоя пузырьков.

6. Заключение и выводы

Методами обратного рассеяния звука на различных частотах проведено изучение структуры верхнего слоя моря, насыщенного газовыми пузырьками, а также их взаимосвязи с акустическими характеристиками пузырьковых облаков, образованных при ветровом волнении. Экспериментальные исследования были проведены в Японском море с применением метода нестационарной акустической спектроскопии.

Для изучения влияния приповерхностного слоя пузырьков на распространение звука было проведено численное моделирование для мелкого моря при использовании приближения нормальных мод. Расчеты звукового поля были выполнены по программе KRAKENC для взаимодействующих мод. Показано, что наличие пузырьковых облаков в приповерхностных слоях приводит как к изменению в законах среднего спада звукового поля вдоль трассы распространения звука, так и к изменению пространственной структуры поля.

Следует обратить внимание на то, что на дальних расстояниях, несмотря на наличие пузырькового слоя, прекращается дополнительное изменение амплитуды поля за счет экспоненциального спада, обу-

словленного наличием пузырьков. Механизм такого воздействия заключается в следующем. Приповерхностный слой пузырьков приводит к дополнительному спаду поля на умеренных дистанциях, вызванному затуханием части звуковой энергии, распространяющейся в пузырьковом слое. В дальнейшем эта часть энергии акустической волны полностью поглощается, что в итоге приводит к отсутствию в экспоненциальном законе вклада пузырькового слоя – остается только экспоненциальное затухание, обусловленное диссипативными процессами в морской воде.

Наличие диссипации в приповерхностном слое пузырьков способно приводить к существенной пе-

рестройке структуры акустического поля. Исчезновение части ранее распространяющихся лучей в области пузырькового слоя приводит к огрублению интерференционной картины акустического поля, когда период интерференции растет с увеличением концентрации пузырьков. Причина заключается в исчезновении интерференционного взаимодействия в связи с поглощением части лучей, которые существовали бы для аналогичного звукового канала, но без пузырькового слоя.

Программы и гранты: Работа выполнена в рамках госзадания по теме FWMM-2024-0015 (гос.рег. № 124022100075-6).

СПИСОК ИСТОЧНИКОВ

1. Deane G.B., Preisig J.C., Lavery A.C. The suspension of large bubbles near the seasurface by turbulence and their role in absorbing forward-scattered sound // IEEE Journ.of Oceanic Eng. 2013. Vol. 38, No. 4. P. 632–641. DOI: 10.1109/JOE.2013.2257573
2. Liu R., Li Z. The Effects of Bubble Scattering on Sound Propagation in Shallow Water // J. Mar. Sci. Eng. 2021. Vol. 9. P. 1441.
3. Bulanov V.A., Bugaeva L.K., Storozhenko A.V. On Sound Scattering and Acoustic Properties of the Upper Layer of the Sea with Bubble Clouds // J. Mar. Sci. Eng. 2022. Vol. 10. P. 872. <https://doi.org/10.3390/jmse10070872>
4. Ainslie M.A. Effect of wind-generated bubbles on fixed range acoustic attenuation in shallow water at 1–4 kHz // J. Acoust. Soc. Am. 2005. Vol. 118, No. 6. P. 3513–3523. DOI: 10.1121/1.2114527
5. Акуличев В.А., Буланов В.А. Акустические исследования мелкомасштабных неоднородностей в морской среде. Владивосток: ТОИ ДВО РАН, 2017. 414 с. <https://www.poi.dvo.ru/node/470>
6. Medwin H. Acoustical determination of bubble size spectra // J. Acoust. Soc. Am. 1977. Vol. 62. P. 1041–1044.
7. Thorpe S.A., Osborn T.R., Farmer D.M., Vagle S. Bubble Clouds and Langmuir Circulation // J. Phys. Oceanogr. 2003. Vol. 33, No. 9. P. 2013–2031.
8. Baschek B., Farmer D.M. Gas Bubbles as Oceanographic Tracers // Journal of Atmosph. and Ocean. Techn. 2010. Vol. 27, No. 1. P. 241–245.
9. Vagle S., McNeil C., 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. doi:10.1029/2009JC005990
10. 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.
11. Farmer D., Vagle S. Wave induced bubble clouds in the upper ocean // J. Geophys. Res. 2010. Vol. 115, C12054. 16 p.
12. Lei Han, YeLi Yuan. Bubble size distribution in surface wave breaking entraining process // Science in China Series D: Earth Sciences. 2007. Vol. 50, No. 11. P. 1754–1760.
13. Porter M.B., Reiss E.L. A numerical method for bottom interacting ocean acoustic normal modes // J. Acoust. Soc. Am. 1985. Vol. 77. P. 1760–1767. <http://oalib.hlsresearch.com/Modes/index.html>
14. Akulich V.A., Bulanov V.A., Bugayeva L.K. Features of Sound Propagation in the Presence of Bubble Clouds in the Perturbed Surface Layer of the Ocean // Doklady Earth Sciences. 2019 Vol. 487, Part 2. P. 1002–1005. DOI: 10.1134/S1028334X1908021X.
15. Чупров С.Д. Акустика океана: современное состояние. М.: Наука, 1982. С. 71–91.
16. Грачев Г.А. К теории инвариантов акустического поля в слоистых волноводах // Акуст. журн. 1993. Т. 39, № 1. С. 67–71.
17. Kuznetsov G.N., Stepanov A.N. Interference and Phase Invariants of Sound Fields // Phys. Wave Phenom. 2021. Vol. 29, No. 3. P. 285–292.

Справка об авторах

БУЛАНОВ Владимир Алексеевич, доктор физ.-мат. наук, главный научный сотрудник, руководитель лаборатории Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО РАН,
Адрес места работы: 690041, г. Владивосток, ул. Балтийская, 43
Область научных интересов: физическая акустика, гетерофазные жидкости, пузырьки, акустическое зондирование
Тел. 84232374913; +79241250613 (сот)
E-mail: bulanov@poi.dvo.ru
ORCID: 0000-0002-5504-9042

БУГАЕВА Любовь Константиновна, научный сотрудник Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО РАН
Адрес места работы: 690041, г. Владивосток, ул. Балтийская, 43
Область научных интересов: численное моделирование, акустика океана
Тел.: 84232374913
E-mail: bugaeva.55@mail.ru
ORCID: 0000-0001-6455-0915

Для цитирования:

Буланов В.А., Бугаева Л.К. ИЗМЕНЧИВОСТЬ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ПРИСУТСТВИИ ПУЗЫРЬКОВЫХ ОБЛАКОВ ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ МЕЛКОГО МОРЯ // Подводные исследования и робототехника. 2026. № 2 (56). С. 60–69. DOI: 10.37102/1992-4429_2026_56_02_06. EDN: UYGULL.

VARIABILITY OF THE ACOUSTIC FIELD IN THE PRESENCE OF BUBBLE CLOUDS NEAR THE SURFACE OF A SHALLOW SEA

V.A. Bulanov, L.K. Bugaeva

There are different ideas about the significance of the contribution of the near-surface layer of bubbles to the attenuation and structure of low-frequency sound in the ocean. There is currently no definitive solution to the problem, and research in this area remains relevant. The aim of the work was to identify the main mechanism of the influence of bubble clouds on sound propagation based on new experimental data and theoretical models. To study the effect of the near-surface bubble layer on sound propagation, numerical simulations were performed for shallow seas using the approximation of normal modes. The sound field calculations were performed using the KRAKENC program for interacting modes. Experimental results obtained by backscattering sound at various frequencies in the Sea of Japan were used to characterize the structure and acoustic properties of the upper layer of the sea saturated with gas bubbles. It is shown that the presence of bubble clouds in the near-surface layers leads to a change in both the average decay of the sound field along the sound propagation path and the spatial interference structure of the field. The near-surface layer of bubbles leads to an additional decrease in the field at moderate distances, but at large distances it leads to the absence of the contribution of the bubble layer in the exponential law - only exponential attenuation remains due to dissipative processes in seawater. The disappearance of part of the propagating rays in the region of the bubble layer leads to a coarsening of the interference pattern of the acoustic field, when the interference period increases with increasing bubble concentration.

Keywords: seawater, scattering, sound absorption, bubbles, sound propagation, normal mode method

References

1. Deane G.B., Preisig J.C., Lavery A.C. The suspension of large bubbles near the seasurface by turbulence and their role in absorbing forward-scattered sound // *IEEE Journ.of Oceanic Eng.* 2013. Vol. 38, No. 4. P. 632–641. DOI: 10.1109/JOE.2013.2257573
2. Liu R., Li Z. The Effects of Bubble Scattering on Sound Propagation in Shallow Water // *J. Mar. Sci. Eng.* 2021. Vol. 9. P. 1441.
3. Bulanov V.A., Bugaeva L.K., Storozhenko A.V. On Sound Scattering and Acoustic Properties of the Upper Layer of the Sea with Bubble Clouds // *J. Mar. Sci. Eng.* 2022. Vol. 10. P. 872. <https://doi.org/10.3390/jmse10070872>
4. Ainslie M.A. Effect of wind-generated bubbles on fixed range acoustic attenuation in shallow water at 1–4 kHz // *J. Acoust. Soc. Am.* 2005. Vol. 118, No. 6. P. 3513–3523. DOI: 10.1121/1.2114527
5. Akulichev V.A., Bulanov V.A. Akusticheskiye issledovaniya melkomashtabnykh neodnorodnostey v morskoy srede (Acoustic study of small-scale heterogeneities in the marine environment). Vladivostok: TOI DVO RAN, 2017. 414 s. <https://www.poi.dvo.ru/node/470>
6. Medwin H. Acoustical determination of bubble size spectra // *J. Acoust. Soc. Am.* 1977. Vol. 62. P. 1041–1044.
7. Thorpe S.A., Osborn T.R., Farmer D.M., Vagle S. Bubble Clouds and Langmuir Circulation // *J. Phys. Oceanogr.* 2003. Vol. 33, No. 9. P. 2013–2031.
8. Baschek B., Farmer D.M. Gas Bubbles as Oceanographic Tracers // *Journal of Atmosph. and Ocean. Techn.* 2010. Vol. 27, No. 1. P. 241–245.
9. Vagle S., McNeil C., 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. doi:10.1029/2009JC005990
10. 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.
11. Farmer D., Vagle S. Wave induced bubble clouds in the upper ocean // *J. Geophys. Res.* 2010. Vol. 115, C12054. 16 p.
12. Lei Han, YeLi Yuan. Bubble size distribution in surface wave breaking entraining process // *Science in China Series D: Earth Sciences.* 2007. Vol. 50, No. 11. P. 1754–1760.
13. Porter M.B., Reiss E.L. A numerical method for bottom interacting ocean acoustic normal modes // *J. Acoust. Soc. Am.* 1985. Vol. 77. P. 1760–1767. <http://oalib.hlsresearch.com/Modes/index.html>
14. Akulichev V.A., Bulanov V.A., Bugayeva L.K. Features of Sound Propagation in the Presence of Bubble Clouds in the Perturbed Surface Layer of the Ocean // *Doklady Earth Sciences.* 2019 Vol. 487, Part 2. P. 1002–1005. DOI: 10.1134/S1028334X1908021X.
15. Chuprov S.D. Akustika okeana: sovremennoye sostoyaniye. M.: Nauka, 1982. S. 71–91.
16. Grachev G.A. K teorii invariantov akusticheskogo polya v sloistykh volnovodakh // *Akust. zhurn.* 1993. T. 39. № 1. S. 67–71.
17. Kuznetsov G.N., Stepanov A.N. Interference and Phase Invariants of Sound Fields // *Phys. Wave Phenom.* 2021. Vol. 29, No. 3. P. 285–292.

Information about the authors

BULANOV Vladimir Alekseevich, Doctor of Sci. (Physics and Mathematics), Chief Researcher, Head of the laboratory V.I. Il'ichev Pacific Oceanological Institute of the Far Eastern Branch of the Russian Academy of Sciences,

Work address: 43 Baltiyskaya St., Vladivostok, 690041

Research interests: physical acoustics, heterophase liquids, bubbles, acoustic sensing

Phone: 84232374913; +79241250613

E-mail: bulanov@poi.dvo.ru

ORCID: 0000-0002-5504-9042

BUGAEVA Lyubov Konstantinovna, Researcher V.I. Il'yichev Pacific Oceanological Institute of the Far Eastern Branch of the Russian Academy of Sciences

Work address: 43 Baltiyskaya St., Vladivostok, 690041

Research interests: numerical modeling, ocean acoustics

E-mail: bugaeva.55@mail.ru

Phone: 84232374913

ORCID: 0000-0001-6455-0915

