

УДК 534.222.2; 551.463.2

ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЗВУКА ПРИ НАЛИЧИИ ПУЗЫРЬКОВЫХ ОБЛАКОВ В ВОЗМУЩЁННОМ ПРИПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ ОКЕАНА

Академик РАН В. А. Акуличев, В. А. Буланов*, Л. К. Бугаева**

Поступило 06.05.2019 г.

Имеются противоречивые мнения о вкладе приповерхностного слоя пузырьков в затухание низкочастотного звука в океане. С учётом новых экспериментальных данных по распределению пузырьков в морской воде показано, что влияние приповерхностного слоя пузырьков на структуру пространственного спада при распространении звука может быть значительным при достаточно типичных концентрациях пузырьков в приповерхностных слоях океана. Возможное объяснение противоречий — пространственная перестройка структуры поля, при которой основной эффект воздействия пузырьков сосредоточен на ближней дистанции, в то же время не оказывая влияния на затухание звука на дальнем расстоянии.

Ключевые слова: подводный звуковой канал, пузырьки, поглощение, распространение звука, структура акустического поля.

DOI: <https://doi.org/10.31857/S0869-56524876691-695>

Вовлечение пузырьков в толщу морской воды динамикой движений в поверхностных волнах приводит к появлению пузырьковых облаков [1, 2], которые при сильном ветре могут достигать значительных глубин в десятки метров. Пузырьки оказывают значительное влияние на акустические свойства воды, приводя в том числе к избыточному поглощению и рассеянию звука [2, 3]. Существуют противоречивые мнения о вкладе приповерхностного слоя пузырьков в затухание низкочастотного звука в океане [5–12]. В работе [4] было сделано заключение, что слой пузырьков слабо влияет на затухание звука в море вплоть до высоких скоростей ветра. В работах [5, 6] показано, что вклад пузырьков в затухание звука на частотах от 1 до 8 кГц в условиях мелкого моря является преобладающим. С другой стороны, в работе [7] делается вывод о незначительности влияния пузырьков на затухание звука. В работах [8, 9] вопрос о распространении звука в условиях приповерхностного пузырькового слоя получил дальнейшее развитие. Ниже проанализировано влияние пузырьков на структуру поля в море с привлечением новых экспериментальных результатов для функции распределения пузырьков по размерам $g(R)$, полученной в работах [1, 2, 10].

В качестве основы будем принимать акустические модели микронеоднородной жидкости, позволяющие прогнозировать основные акустические характеристики (скорость звука c , поглощение, рассеяние звука, сжимаемость) [2, 3]. Коэффициент поглощения α и эффективную скорость звука c_e в жидкости с пузырьками на различных частотах ω можно рассчитать по приближённым формулам

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

$$\frac{c_e}{c} = \operatorname{Re} \left[\left(1 + \frac{4\pi \rho c^2}{3 \gamma P_0} \int_0^\infty \frac{g(R) dR}{q(R, R_\omega)} \right) (1 - x) \right]^{-1/2},$$

$$x = \frac{4\pi}{3} \int_0^\infty R^3 g(R) dR, \quad (2)$$

где $q(R, R_\omega) = 1 - \left(\frac{R}{R_\omega} \right)^2 \left(1 + \frac{i}{Q_\omega} \right)$, $R_\omega = \frac{\sqrt{3\gamma P_0/\rho}}{\omega}$, Q_ω — добротность пузырька радиуса R_ω , $\gamma = 1,4$ — постоянная адиабаты, ρ — плотность жидкости, β и β' — адиабатическая сжимаемость жидкости ($\beta = 1/\rho c^2$) и газа в пузырьках ($\beta' = \gamma/P_0$), P_0 — гидростатическое давление в жидкости. В формулы (1), (2) входит функция $g(R)$, которая имеет вид [2, 3]

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

Тихоокеанский океанологический институт
им. В.И. Ильичева Дальневосточного отделения
Российской Академии наук, Владивосток

*E-mail: bulanov@poi.dvo.ru**E-mail: bugaeva@poi.dvo.ru

На рис. 1 представлена частотная зависимость коэффициента поглощения звука α в воде с пузырьками при $T = 20^\circ\text{C}$, вычисленная для полидисперсной смеси пузырьков различных концентраций x по формуле (1). Здесь также представлена частотная зависимость коэффициента поглощения звука в морской $\alpha_{\text{sea}}(f)$ и пресной воде $\alpha_0(f)$ при $T = 20^\circ\text{C}$ и солёности 35‰. Представленные результаты можно использовать, чтобы оценить вклад диссипативного слоя пузырьков на распространение звука в море.

Рассмотрим модель линейного подводного звукового канала с приповерхностным слоем пузырьков. Рассмотрим модель звукового канала с линейной зависимостью скорости звука от глубины в виде $c(z) = c_0(1 + az)$, где $a \approx 10^{-5} \text{ м}^{-1}$ [11]. Лучи, выходящие из источника под различными углами, подходят к поверхности, где попадают в область сильного затухания, связанного с наличием пузырьков. Обозначим через α_b коэффициент затухания звука в однородной жидкости с пузырьками и через Δr_0 — расстояние по горизонтали, на которое распространяется звук, оставаясь в слое толщины h . По истечении N циклов луча потери на затухание в приповерхностном слое будут равны $A_b = \alpha_b \Delta r_0 N$, где $\Delta r_0 = 2h/\chi_0$, χ_0 — угол скольжения луча на поверхности. Вводя длину цикла луча $D(\chi_0)$, определяем количество циклов луча на расстоянии r в виде $N = r/D(\chi_0)$. Учитывая, что $D(\chi_0) = \frac{2 \operatorname{tg}(\chi_0)}{a} \approx \frac{2\chi_0}{a}$, получаем $A_b = \alpha_b (ah/\chi_0^2) r \equiv \alpha_{b\chi} r$. Затухание A_b уменьшается с увеличением угла χ_0 , и при некотором предельном значении $\chi_* = \sqrt{\alpha_b ah/\alpha_0}$ оно становится равным затуханию в чистой жидкости.

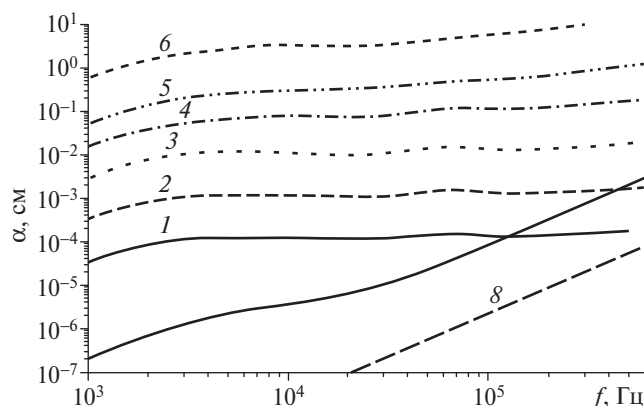


Рис. 1. Частотная зависимость коэффициента поглощения звука $\alpha(f)$ в воде с полидисперсной смесью пузырьков при различных концентрациях x : 1 — при $x = 10^{-8}$; 2 — при $x = 10^{-7}$; 3 — при $x = 10^{-6}$; 4 — при $x = 10^{-5}$; 5 — при $x = 10^{-4}$; 6 — при $x = 10^{-2}$; 7 — при $x = 0$, морская вода; 8 — при $x = 0$, пресная вода.

Рассмотрим усреднённый закон спадания когерентного поля при наличии приповерхностного слоя пузырьков. Согласно [11] зависимость среднего квадрата давления определяется формулой

$$|P|^2 = \frac{2}{r} \left(\frac{c_1}{c} \right)^2 e^{-\alpha_0 r} \int_{q_1}^{q_H} \frac{e^{-\alpha r} \sin 2\chi_0 d\chi_0}{D(\chi_0) \sin \chi \sin \chi_1}, \quad (3)$$

где χ , χ_1 , χ_0 связаны законом Снеллиуса $\cos \chi/c = \cos \chi_1/c_1 = \cos \chi_0/c_0$, скорости c , c_1 , c_0 соответствуют скоростям звука на горизонтах приёмника z , излучателя z_1 и у поверхности $z_0 = 0$ соответственно. Величины q_1 , q_2 , q_H определяются соотношениями

$$q_1 = \sqrt{2az_{\max}}, \quad q_2 = \sqrt{2az_{\min}}, \quad q_H = \sqrt{2aH},$$

$$z_{\max} = \max(z, z_1), \quad z_{\min} = \min(z, z_1).$$

Учитывая малость углов скольжения из выражения (3), получаем

$$|P(r)|^2 = \frac{4a}{r} \left(\frac{c_1}{c_0} \right)^2 e^{-\alpha_0 r} \times$$

$$\times \begin{cases} \frac{1}{q_1}, & r \ll r_1 = \frac{q_1^2}{\alpha_b} ah, \\ \frac{\sqrt{\pi}}{2\chi_* \sqrt{\alpha_0 r}}, & r_1 \ll r \ll \frac{1}{\alpha_0}, \\ \frac{1}{\chi_*} \left(1 + \frac{\exp(-\alpha_0 r)}{2\alpha_0 r \chi_*} \right), & r \gg \frac{1}{\alpha_0}. \end{cases} \quad (4)$$

Из формулы (4) видно, что на больших расстояниях $r \gg 1/\alpha_0$ величина $|P(r)|$ асимптотически приближается к цилиндрическому закону спадания поля $|P(r)| \sim 1/\sqrt{r}$ с коэффициентом затухания звука таким же, как в среде без пузырьков.

Указанные зависимости проиллюстрированы на рис. 2, где изображена функция $|P(r)|$ при излучении звука различной частоты на глубине 100 м в море без пузырьков и в присутствии приповерхностного слоя пузырьков. Влияние слоя пузырьков заключается в дополнительном спаде поля на умеренных дистанциях, вызванного затуханием звука, распространяющегося при малых углах скольжения. Вся энергия, сосредоточенная в поле при малых углах, постепенно затухает и на больших расстояниях не даёт никакого вклада в суммарное поле, что и приводит к отсутствию в экспоненциальном законе вклада пузырькового слоя.

Для более детального изучения влияния поглощения в присутствии приповерхностного слоя пузырьков на структуру поля вдоль трассы распространения звука было проведено численное моделирование при использовании приближения нормальных

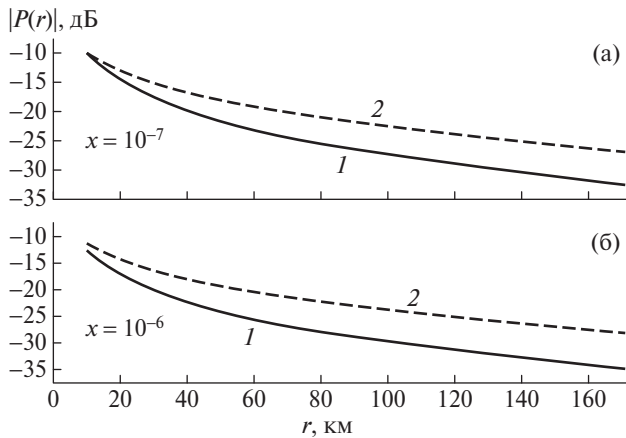


Рис. 2. Пространственный спад акустического поля при наличии (кривая 1) и отсутствии (кривая 2) приповерхностного слоя пузырьков на частоте 800 Гц при различной концентрации пузырьков: (а) $x = 10^{-7}$, (б) $x = 10^{-6}$.

мод. Была выбрана модель простейшего горизонтально однородного изоскоростного подводного звукового канала с абсолютно отражающими границами (верхняя граница — мягкая, нижняя — жёсткая). Звуковое давление представляется в виде суммы нормальных мод. Дополнительное затухание,

вызванное наличием пузырькового слоя, описывается мнимой частью собственных значений мод. Расчёты звукового поля были выполнены по программе KRAKENC [12] для взаимодействующих мод. Толщина слоя пузырьков выбиралась равной 7 м. Источник тонального сигнала с частотой $f = 1$ кГц располагался на глубине 10 м.

На рис. 3 представлено 2D-изображение акустического поля для различных концентраций пузырьков в приповерхностном слое. Расчёты показывают сильное изменение структуры акустического поля при превышении концентрации пузырьков, равной 10^{-6} . Особенно впечатляющим представляется результат для концентрации 10^{-5} . Здесь поле затухает уже в непосредственной близости к излучателю. При этом резко изменяется общая структура акустического поля в толще волновода.

$$\text{Выражение для суммарного поля } P(r) = \int_0^h p(r, z) dz,$$

где h — глубина канала, можно записать в виде $P(r) = A \exp(-\alpha r) / \sqrt{r}$, согласно которому можно вычислить коэффициент затухания звука α при распространении вдоль трассы в присутствии припо-

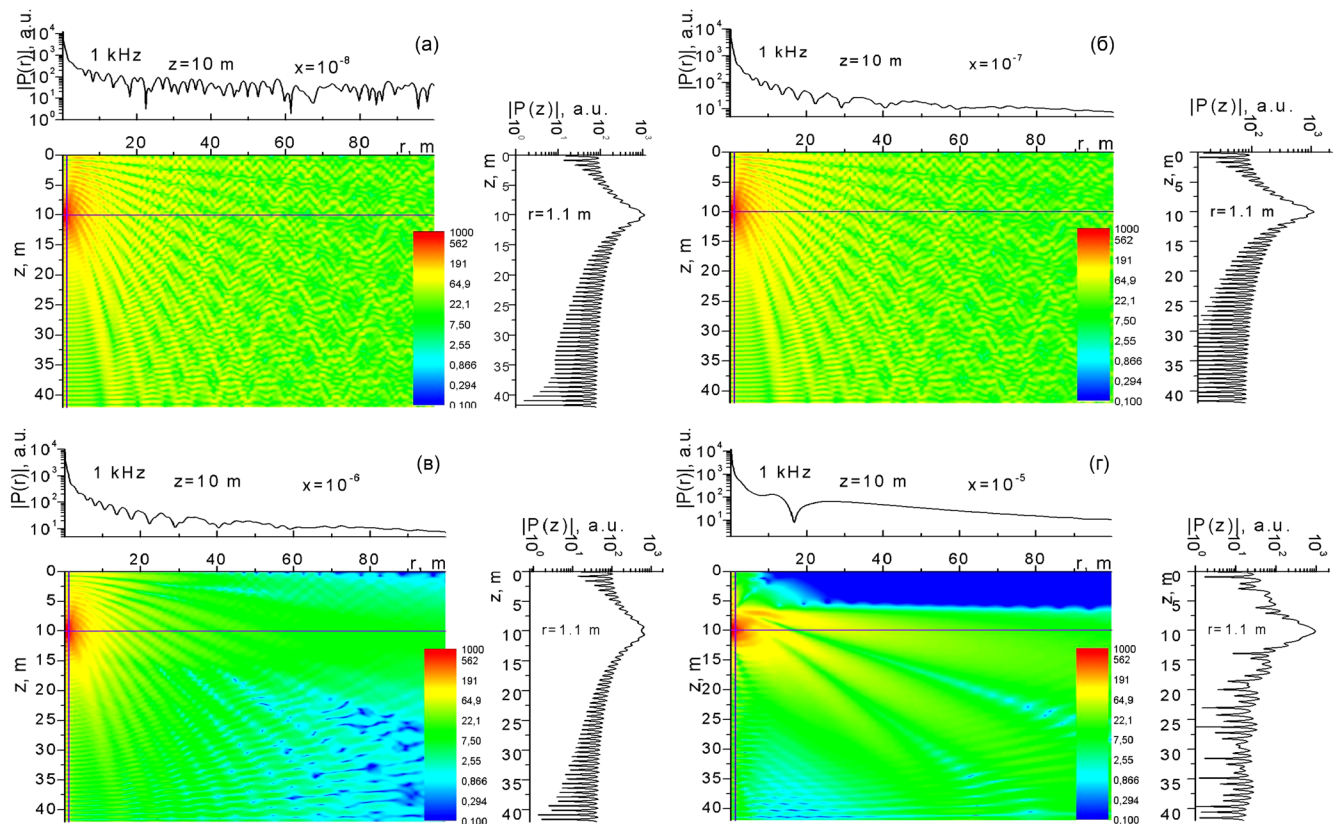


Рис. 3. Акустическое поле с частотой $f = 1$ кГц для излучения с глубины 10 м в изоскоростном канале глубиной 42 м в присутствии приповерхностного пузырькового слоя толщиной 7 м с различной концентрацией пузырьков: (а) $x = 10^{-8}$, (б) $x = 10^{-7}$, (в) $x = 10^{-6}$, (г) $x = 10^{-5}$.

верхностного слоя с различной концентрацией пузырьков. Результаты вычисления коэффициентов затухания звука α вдоль трассы с расстоянием в 100 м показывают следующие значения α : $\alpha = 1,5 \cdot 10^{-6}$ 1/м при $x = 0$; $\alpha = 9,5 \cdot 10^{-4}$ 1/м при $x = 10^{-8}$; $\alpha = 7,4 \times 10^{-3}$ 1/м при $x = 10^{-6}$; $\alpha = 2,3 \cdot 10^{-3}$ 1/м при $x = 10^{-5}$. Для сравнения коэффициент поглощения плоской звуковой волны α_b на частоте 1 кГц для случая однородной пелены пузырьков в морской воде имеет следующие значения: $\alpha_b = 1,5 \cdot 10^{-6}$ 1/м при $x = 0$; $\alpha_b = 3,5 \cdot 10^{-3}$ 1/м при $x = 10^{-8}$; $\alpha_b = 0,32$ 1/м при $x = 10^{-6}$; $\alpha_b = 2,0$ 1/м при $x = 10^{-5}$. В итоге оказывается, что в море из-за небольшой толщины слоя пузырьков поглощение звука существенно меньше по сравнению со случаем поглощения в однородной пелене пузырьков. Тем не менее величина суммарного коэффициента поглощения на небольших расстояниях достаточно велика по сравнению с поглощением в чистой морской воде. Однако с увеличением концентрации $x > 10^{-6}$ коэффициент α начинает резко снижаться даже на небольших расстояниях.

Таким образом, показано, что влияние приповерхностного слоя пузырьков заключается в дополнительном спаде поля на умеренных дистанциях, вызванном затуханием части звуковой энергии, распространяющейся в пузырьковом слое. В дальнейшем эта энергия затухает, что в итоге приводит к отсутствию в экспоненциальном законе вклада пузырькового слоя. Следует обратить внимание на то, что наличие диссипации в приповерхностном слое пузырьков способно приводить к существенной перестройке структуры акустического поля, как это продемонстрировано на рис. 3. Полученные результаты являются новыми, предсказывают достаточно неожиданное поведение поля при изменении свойств пузырькового слоя и в связи с важностью полученных выводов настоятельно требуют проведения экспериментальной проверки.

Источники финансирования. Работа выполнена по госзаданию № 0271–019–009 и частично поддержана грантами РФФИ № 17–2–0561а и программы «Дальний Восток» № 18–I–004.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Vagle S., McNeil C., Steiner N.* Upper Ocean Bubble Measurements from the NE Pacific // *J. Geophys. Res.*

2010. V. 115. C12054, P. 16. DOI: 10.1029/2009JC005990.
2. *Акуличев В.А., Буланов В.А.* Акустические исследования мелкомасштабных неоднородностей в морской среде. Владивосток: ТОИ ДВО РАН, 2017. 414 с. ISBN 978-5-9909943-8-6; <https://www.poi.dvo.ru/node/470>
3. *Акуличев В.А., Буланов В.А.* Акустическая нелинейность, поглощение и рассеяние звука в морской воде, насыщенной пузырьками // *ДАН.* 2018. Т. 479. № 2. С. 195–199. DOI: 10.7868/S0869565218080182.
4. *Novarini J.C., Bruno D.R.* Effects of the Surface Bubble Layer on Sound Propagation // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1982. V. 72. № 2. P. 510–514.
5. *Wille P., Geyer D., Ginskey L., et al.* Measurements of Wind Dependent Acoustic Transmission Loss in Shallow Water under Breaking Wave Conditions // *Progress in underwater acoustics* / Ed. H. Merklinger. N.Y.: Plenum Press, 1987. P. 501–508.
6. *Schneider H.G.* Modelling Wind Dependent Acoustic Transmission Loss Due to Bubbles in Shallow Water // *Progress in Underwater Acoustics* / Ed. H. Merklinger. N.Y.: Plenum Press, 1987. P. 509–516.
7. *Weston D.* On the Losses Due to Storm Bubbles in Oceanic Sound Transmission // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1989. V. 86. P. 1546–1553.
8. *Ainslie M.A.* Effect of Wind-Generated Bubbles on Fixed Range Acoustic Attenuation in Shallow Water at 1–4 kHz // *J. Acoust. Soc. Amer.* 2005. V. 118. № 6. P. 3513–3523. DOI: 10.1121/1.2114527.
9. *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 J. Oceanic Eng.* 2013. V. 38. № 4. P. 632–641. DOI: 10.1109/JOE.2013.2257573.
10. *Akulichev V.A., Bulanov V.A.* Measurements of Bubbles in Sea Water by Nonstationary Sound Scattering // *J. Acoust. Soc. Amer.* 2011. V. 130. № 5. P. 3438–3449. DOI: 10.1121/1.3636371.
11. *Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П.* Теоретические основы акустики океана. М.: Наука, 2007. 370 с. ISBN 978-5-02-035811-9.
12. *Porter M.B., Reiss E.L.* A Numerical Method for Bottom Interacting Ocean Acoustic Normal Modes // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1985. V. 77. P. 1760–1767. <http://oalib.hlsresearch.com/Modes/index.html>

FEATURES OF SOUND PROPAGATION IN THE PRESENCE OF BUBBLE CLOUDS IN THE PERTURBED SURFACE LAYER OF THE OCEAN

Academician of the RAS V. A. Akulichev, V. A. Bulanov, L. K. Bugaeva

*V.I. Il'ichev Pacific Oceanological Institute, Far Eastern Branch of Russian Academy of Sciences,
Vladivostok, Russian Federation*

Received May 6, 2019

There are contradictory views on the contribution of the near-surface layer of bubbles to the attenuation of low-frequency sound in the ocean. Taking into account the new experimental data on the distribution of bubbles in sea water, it is shown that the influence of the near-surface layer of bubbles on the structure of the spatial decay in the propagation of sound can be significant at fairly typical concentrations of bubbles in the near-surface layers of the ocean. A possible explanation for the contradictions is the spatial restructuring of the field structure, in which the main effect of the bubbles is concentrated at the near distance, at the same time not affecting the sound attenuation at the far distance.

Keywords: underwater sound channel, bubbles, absorption, sound propagation, acoustic field structure.