
ПРОМЫШЛЕННОЕ РЫБОЛОВСТВО. АКУСТИКА

УДК 551.465

Е.Н. Бакланов¹, П.А. Стародубцев², Е.П. Стародубцев², В.В. Карасев¹

¹Дальневосточный государственный технический рыбохозяйственный университет,
690087, г. Владивосток, ул. Луговая, 52б

²Тихоокеанское высшее военно-морское училище имени С.О. Макарова,
690006, г. Владивосток, Камский переулок, 6

ВЛИЯНИЕ ФАЗОВОЙ СКОРОСТИ НА ПРОЦЕСС ЗАТУХАНИЯ И РАССЕЯНИЯ ЭНЕРГИИ ПРОСВЕТНЫХ СИГНАЛОВ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ИХ В ОКЕАНСКОМ ВОЛНОВОДЕ

Рассматриваются вопросы влияния морских неоднородностей разной природы на эффективность применения акустической томографии океана. В частности, анализируется влияние на поглощение акустических сигналов фазовой скорости распространения звуковой волны. Исследуется зависимость фазовой скорости распространения звука от наличия пузырьков в водной среде.

Ключевые слова: просветная томография, фазовая скорость, морские неоднородности, звуковое давление, акустический сигнал.

E.N. Baklanov, P.A. Starodubtcev, E.P. Starodubtcev, V.V. Karasev EFFECT PHASE VELOCITY ON THE PROCESS OF ATTENUATION AND DISPERSION OF LUMINAL SIGNALS ENERGY DURING THEIR PROPAGATION IN OCEAN WAVEGUIDE

The impact of marine discontinuities of different nature on the effectiveness of ocean acoustic tomography is discussed. In particular, it analyzes the impact on the absorption of the acoustic signals of the phase velocity of propagation of a sound wave. Dependence of the phase velocity of propagation of sound on the presence of bubbles in an aqueous medium.

Key words: luminal tomography, phase velocity, marine heterogeneity, sound pressure, acoustic signal.

Введение

Реализация задач просветной гидроакустики сопряжена с проблемой наличия в водной среде разнообразных морских неоднородностей (МН), осложняющих (и даже делающих невозможным) эффективное наблюдение просветного акустического сигнала (ПАС). Суммарный результат рассеяния и поглощения МН и пузырьками настолько велик, что приводит к заметному затуханию ПАС. Сильное поглощение сопровождается дисперсией, т.е. фазовая скорость распространения звуковой волны становится функцией частоты звука. Целью данной работы является попытка описать влияние фазовой скорости на процесс затухания и рассеяния энергии просветных сигналов.

В волноводе фазовая скорость измеряется вдоль горизонтального направления r . При этом фазовой скоростью считается скорость, с которой поверхность постоянной фазы перемещается вдоль заданного направления.

Основная часть

Обратившись к уравнению, описывающему звуковое давление

$$p = P_1(\omega)r^{-1/2} \exp(i\omega t)[\exp(-\delta_1 r - i\chi_1 r) - \exp(-\delta_2 r - i\chi_2 r)], \quad (1)$$

где $P_1(\omega)$ – зависимость звукового давления от частоты просветного акустического сигнала; δ_1, δ_2 – коэффициенты пространственного затухания просветного акустического сигнала для первой и второй нормальных волн соответственно; χ_1, χ_2 – постоянные распространения сигналов в зависимости от частоты для первых двух нормальных волн, обозначив звуковое давление для нормальной волны номера « m » через p_m , можем записать, что

$$p_m = P_m(\omega)r^{-1/2} \exp[i(\omega t - \chi_m r) - \delta_m r]. \quad (2)$$

Из приведенного выражения видно, что фаза $(\omega t - \chi_m r)$ ПАС движется со скоростью ω / χ_m . Фазовую скорость вдоль направления r обозначим v_r . Поскольку фазовая скорость зависит от номера нормальной волны, то имеем [1]

$$v_{r,m} = \omega / \chi_m. \quad (3)$$

Фазовую скорость легко определить из графика собственных значений (рис. 1), поскольку $v_{r,m} = \omega / \chi_m$.

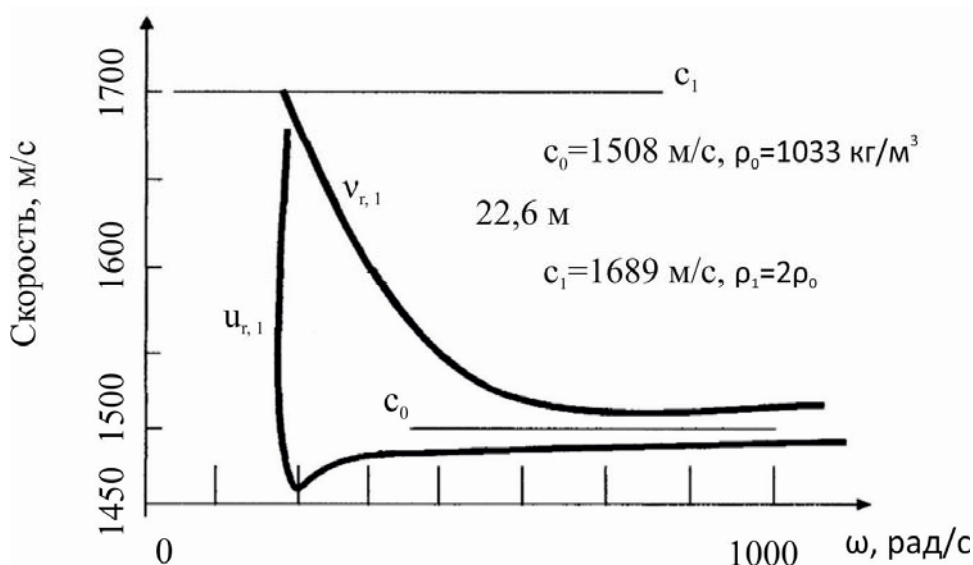


Рис. 1. Фазовая и групповая скорости для первой нормальной волны
Fig. 1. The phase and group velocity for the first normal wave

Максимальное значение $v_{r,m}$ равно c_1 – значению скорости в осадках, а минимальное равно c_0 – значению скорости в воде. Дисперсия в океанском волноводе является результатом геометрии и параметров волновода.

Для рис. 1 волновод представляет слой воды, лежащий на слое осадков. Геометрическая дисперсия, в отличие от внутренней, обуславливается такими свойствами среды, как релаксационные явления, или свойства жидкостей, содержащих пузырьки. На рис. 2 приведена частотная зависимость $\nu_{r,m}$ [1].

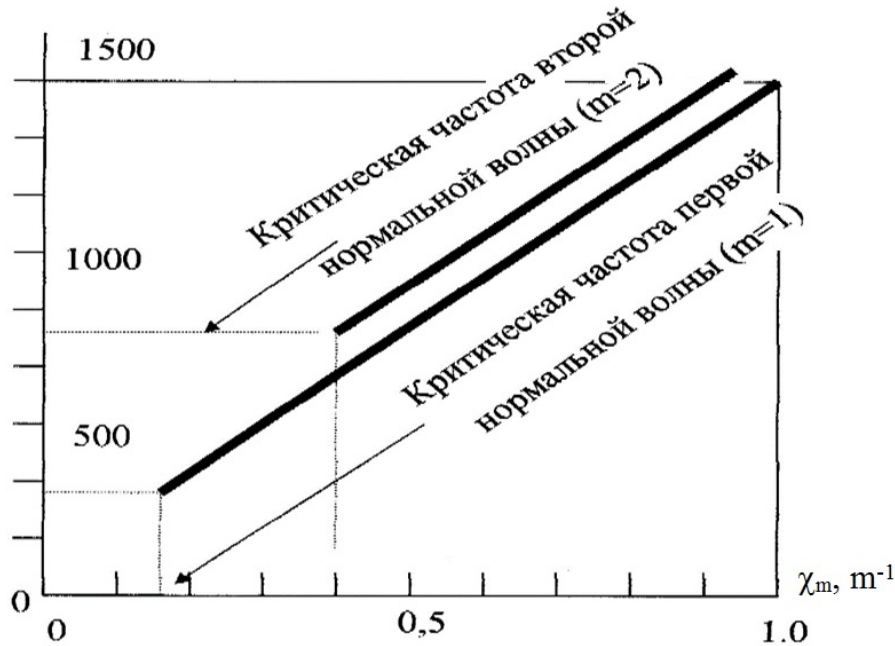


Рис. 2. Постоянные распространения χ_m в зависимости от частоты для двух нормальных волн
Fig. 2. The propagation constants χ_m versus frequency for two normal waves

Релаксационные процессы в воде возникают из-за инерции реакции среды на изменение давления или возвращение его в первоначальное состояние. На рис. 2 волновод представляет собой слой воды, лежащий на бесконечном полупространстве осадков. Существующие модели акустических релаксационных процессов бывают нескольких видов: тепловая релаксация в газах описывается с точки зрения активизации колебательных или вращательных мод многоатомных молекул, так что удельные теплоемкости ничтожно мало изменяются в течение времени прохождения звуковой волны; структурная релаксация имеет место при условии, что звуковая волна вызывает изменение структуры жидкости; химическая релаксация включает диссоциацию ионов, которая периодически увеличивается и уменьшается благодаря сжатию и расширению, обусловленным звуковой волной. Подробности механической релаксации в воде все еще активно обсуждаются специалистами по физической акустике и физической химии во многих трудах [1–4].

Мы это явление рассмотрим с целью учета его влияния на процесс распространения просветных акустических сигналов.

Релаксационные процессы являются причиной поглощения и дисперсии. Для получения частотной зависимости, обусловленной эффектом релаксации, добавим в закон Гука зависящий от времени член:

$$\Delta p = c^2 \Delta \rho + b \frac{d(\Delta \rho)}{dt}, \quad (4)$$

где b – постоянная. Чтобы получить «время релаксации», предположим, что давление $\Delta\rho$ прикладывается в течение некоторого времени до момента $t = 0$. Начиная с момента $t = 0$, $\Delta\rho = 0$ и

$$\frac{d(\Delta\rho)}{\Delta\rho} = -\frac{c^2}{b} dt. \quad (5)$$

Это выражение после интегрирования и введения обозначения $\Delta\rho \equiv \Delta\rho_0$ в момент времени $t = 0$ дает

$$\Delta\rho = \Delta\rho_0 \exp(-t/\tau_r), \quad (6)$$

где $\tau_r \equiv b/c^2$ есть время релаксации процесса. Значение $\Delta\rho$ зависит от числа активно участвующих в процессе релаксации молекул и является функцией температуры и давления. Предположим для простоты, что все молекулы активно участвуют в процессе релаксации.

Для того чтобы определить влияние релаксационного процесса на распространение звука, воспользуемся при выводе волнового уравнения модифицированным законом Гука. Подстановка выражения (5) в соотношение (6) и учет того, что $\partial/\partial t \approx d/dt$, дают [3]

$$\frac{\partial^2(\Delta\rho)}{\partial x^2} + \tau_r \frac{\partial^3(\Delta\rho)}{\partial x^2 \partial t} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2(\Delta\rho)}{\partial t^2}. \quad (7)$$

Будем рассматривать гармоническую зависимость от времени $\exp(i\omega t)$ и пространственную зависимость ρ_S : $\Delta\rho = \rho_S e^{i\omega t}$.

Волновое уравнение будет

$$\frac{\partial^2 \rho_S}{\partial x^2} (1 + i\omega\tau_r) + \frac{\omega^2}{c^2} \rho_S = 0, \quad \frac{\partial^2 \rho_S}{\partial x^2} + (1 - i\omega\tau_r)(1 + \omega^2\tau_r^2)^{-1} \frac{\omega^2}{c^2} \rho_S = 0. \quad (8)$$

Предположим, что решение данного уравнения имеет вид

$$\rho_S \sim \exp[-(ik + \alpha_e)x], \quad (9)$$

где волновое число k и экспоненциальный коэффициент поглощения α_e должны быть определены. Подстановка этого решения в волновое уравнение дает

$$-(k^2 - a_e^2) + \frac{\omega^2}{c^2} (1 + \omega^2\tau_r^2)^{-1} - i \left[2ka_e - \frac{\omega^3\tau_r}{c^2} (1 + \omega^2\tau_r^2)^{-1} \right] = 0. \quad (10)$$

При равенстве комплексных переменных действительные части равны между собой. Таким образом,

$$k^2 - a_e^2 = \frac{\omega^2}{c^2} (1 + \omega^2\tau_r^2)^{-1}, \quad 2ka_e = \frac{\omega^3\tau_r}{c^2} (1 + \omega^2\tau_r^2)^{-1}. \quad (11)$$

Волновое число k определяется из соотношения для фазовой скорости $v_r \equiv \omega/k$, которая является фазовой скоростью перемещения волнового фронта в направлении распространения. Совместное решение уравнений (8) и (9) после подстановки k , τ_r и небольших алгебраических преобразований дает [5]

$$a_e = \frac{w^2 \tau_r c_p}{2c^2(1+w^2 \tau_r^2)} \quad \text{и} \quad v_r = (c\sqrt{2})(1+\omega^2 \tau_r^2)^{1/2} \left[(1+\omega^2 \tau_r^2)^{1/2} + 1 \right]^{-1/2}. \quad (12)$$

Фазовая скорость зависит от звуковой частоты и частоты релаксации, следовательно, обладает дисперсией. Результаты изучения механизмов акустической релаксации в воде свидетельствуют о том, что v_r отличается от скорости звука в воде c менее чем на 1 %.

Обратимся к затуханию, используя приближение, $v_r \approx c$, определим частоту релаксации $f_r \equiv \frac{1}{2\pi\tau_r}$ и получим характеристическую формулу релаксационного процесса, в котором участвуют все молекулы [4]:

$$a_e = \frac{(\pi f_r / c) f^2}{f_r^2 + f^2} \text{ Нп/расстояние}. \quad (13)$$

Если только часть молекул F принимает участие в этом процессе, следует умножить выражение (12) на F . Чтобы получить затухание в децибелах на единицу расстояния, нужно учесть, что 1 Нп = 8,68 дБ.

Таким образом, коэффициент поглощения, обусловленный релаксационным процессом, будет

$$a_r = \frac{A \cdot f_r f^2}{f^2 + f_r^2} \text{ дБ/расстояние}, \quad (14)$$

где $A = 8,68(\pi / c)$, а F обозначает часть молекул, принимающих участие в процессе релаксации. Это выражение упрощается до следующих: $a_r = A \cdot f_r$ при $f \gg f_r$, $a_r = \frac{A}{f_r} f^2$ при $f \ll f_r$.

Заметим, что коэффициент поглощения a_r пропорционален f^2 на частотах ниже f_r и стремится к постоянной величине на частотах выше f_r . Это характерно для релаксационного процесса.

Другое характерное проявление релаксационного процесса обнаружится, если переписать выражение (14) таким образом, чтобы выявилась величина потерь за период:

$$a_r / f = \frac{A f_r f}{f^2 + f_r^2}. \quad (15)$$

При $f \ll f_r$, $a_r / f = A \cdot f / f_r \ll 1$ и $f \gg f_r$, $a_r / f = A \cdot f_r / f \ll 1$. Наблюдается максимум при $f = f_r$, когда $a_r / f = A/2$. На рис. 3 приведен график выражения (15).

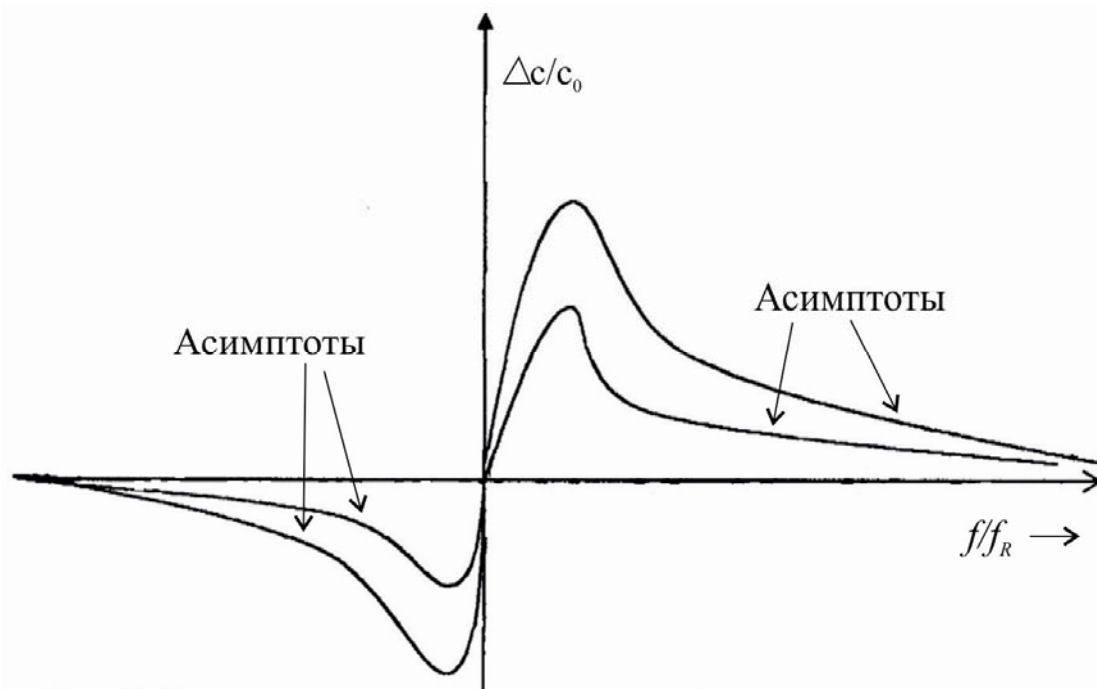


Рис. 3. Дисперсионные кривые для фазовой скорости звука в воде с пузырьками одного радиуса
 Fig. 3. The dispersion curves for phase velocity of sound in water with bubbles of same radius

Физический смысл процесса состоит в следующем: при возмущении среды звуковой волной, период которой много меньше τ_r , внутренние изменения не успевают произойти, следовательно, среда не возбуждается. В другом крайнем случае, когда период звуковой волны много больше времени релаксации, внутренние перестройки успевают следовать за звуковым полем. В обоих крайних случаях нет значительных потерь энергии за период. Однако, если период звуковой волны приблизительно равен времени релаксации, энергия может поглощаться в течение фазы сжатия и переходить в тепловое движение в период разрежения, и эти действия вызывают значительные потери энергии за период.

Зависимость скорости звука в воде от сжимаемости и плотности описывается выражением

$$c^2 = 1 / \rho_A \cdot K^S, \quad (16)$$

где K^S обратно пропорционально объемной упругости E . Сжимаемость состоит из части, обусловленной сжимаемостью воды пузырьков K^{S_0} , и из комплексной части, относящейся к сжимаемости собственно пузырьков K^{S_1} :

$$K^S = K^{S_0} + K^{S_1}. \quad (17)$$

Сжимаемость K^{S_0} выражается через скорость звука в воде без пузырьков c_0 и через плотность окружающей среды ρ_A :

$$K^{S_0} = 1 / \rho_A \cdot c_0^2. \quad (18)$$

Комплексная сжимаемость, связанная с собственно пузырьками, находится путем радиального смещения

$$K^S_1 = \frac{n \cdot S \cdot \xi}{P_p e^{i\omega t}} = \frac{n \cdot S^2}{m\omega^2 \left[\left(-1 + \omega_R^2 / \omega^2 \right) + iR_M / (\omega_M) \right]}, \quad (19)$$

где n – число пузырьков в единице объема; ξ – радиальное смещение поверхности пузырька; S – поверхность каждого пузырька; R_M – постоянная механического затухания, обусловленная потерями энергии сигнала из-за рассеяния, сдвиговой вязкости и теплопроводности среды. Для простоты используем $\delta = R_M / (\omega_M)$ и введем отношение частот

$$Y = f_R / f = \omega_R / \omega.$$

Тогда

$$K^S_1 = \frac{n\pi a [Y^2 - 1 - i\delta]}{\rho_A \omega^2 [(Y^2 - 1)^2 + \delta^2]}. \quad (20)$$

Скорость звука в среде с воздушными пузырьками может быть теперь записана в виде

$$c = \left(\frac{1}{\rho_A K} \right)^{1/2} = \frac{c_0}{(1 + A - iB)^{1/2}}, \quad (21)$$

где

$$A = \frac{Y^2 - 1}{(Y^2 - 1)^2 + \delta^2} \cdot \frac{4\pi a n c_0^2}{\omega^2} \quad \text{и} \quad B = \frac{\delta}{(Y^2 - 1)^2 + \delta^2} \cdot \frac{4\pi a n c_0^2}{\omega^2}. \quad (22)$$

Смысл комплексной скорости становится ясным, если рассмотреть комплексное волновое число

$$k = \frac{\omega}{c} = \frac{\omega(1 + A - iB)^{1/2}}{c_0}. \quad (23)$$

Поскольку A и B в океане весьма малы, то выражение в скобках, из которого извлекается квадратный корень, имеет вид ($1 + \text{малая величина}$). Следовательно, разлагая k в ряд Тейлора и ограничиваясь первым членом разложения, получаем $k \approx k_0 \left(1 + \frac{A}{2} - \frac{iB}{2} \right)$, где $k_0 = \omega / c_0$.

Выражение для плоской волны, распространяющейся через среду с пузырьками, записывается в виде

$$p_p = P_p \exp[i(\omega t - kx)] = P_p \exp(-k_{im}x) \exp[(\omega t - k_{re}x)], \quad (24)$$

где

$$k_{im} = k_0 \frac{B}{2}, k_{re} = k_0 \left(1 + \frac{A}{2} \right).$$

При такой записи ясно, что мнимая часть комплексного волнового числа соответствует ослаблению звуковой волны при распространении через область с пузырьками. Это ослабление описывается коэффициентом α_b и определяется $\alpha_b = 4,34 \cdot \sigma_e \cdot n$ дБ/длина,

где $\sigma_e \cdot n$ – сечение рассеяния единицей объема.

Действительная часть волнового числа k_{re} описывается распространением поверхностей постоянной фазы. Отношение ω/k_{er} представляет собой фазовую скорость, которую мы записываем в виде $\text{Re}\{c\}$. Фазовая скорость зависит от частоты, и такую среду называют диспергирующей:

$$\text{Re}\{c\} = c_0 \left[1 - \frac{2\pi \cdot a \cdot n c_0^2}{\omega^2} \cdot \frac{Y^2 - 1}{(Y^2 - 1)^2 + \delta^2} \right]. \quad (25)$$

Полезно выразить фазовую скорость через объем газа в пузырьках: $v_r = n \cdot \left(\frac{4}{3} \pi a^3 \right)$. Име-

$$\text{ем } \text{Re}\{c\} = c_0 \left[1 - \frac{3v_r Y^2}{2a^2 k_R^2} \frac{Y^2 - 1}{(Y^2 - 1)^2 + \delta^2} \right],$$

где $k_R = \omega_R / c_0$ – величина k_0 при резонансе.

Рассмотрим два частных случая. При низкой частоте, $f \ll f_R$, скорость равна

$$c_{hf} = c_0 \left(1 - \frac{3v_r}{2a^2 k_R^2} \right). \quad (26)$$

Поскольку величина ak_R является постоянной для данного газа на данной глубине, то асимптотическое значение скорости при низкой частоте зависит только от полного объема газа V . В пределе для высокой частоты, т.е. для $f \gg f_R$, имеем

$$c_{hf} = c_0 \left[1 + \frac{3VY^2}{2a^2 k_R^2 (1 + \delta^2)} \right] \rightarrow c_0. \quad (27)$$

Выводы

Таким образом, пузырьки не влияют на фазовую скорость распространения звука, если частота звука достаточно велика. Измерители скорости звука, работающие в мегагерцовом диапазоне частот, дают значения $c = c_0$ даже в воде с пузырьками, поскольку для реально существующих в море пузырьков $f \gg f_R$. Относительное изменение скорости пропорционально n -концентрации пузырьков. При высокой частоте кривые асимптотически приближаются к нулю. При низкой частоте параметры асимптот пропорциональны полному объему газа пузырьков $V(n_2(a) > n_1(a))$. Обобщение на среду с пузырьками случайных радиусов требует в вышеуказанных формулах замены n на $n(a)da$ и V на $v(a)da$.

Поскольку все вклады в сжимаемость среды представляют собой очень малые величины, они складываются линейно, и скорость звука в среде с пузырьками можно выразить через интеграл по всем радиусам пузырьков:

$$\operatorname{Re}\{c\} = c_0 \left[1 - \frac{3}{2} \int_a \frac{v(a)Y^2(Y^2-1)da}{a^2 k_R^2 [(Y^2-1)^2 + \delta_R^2]} \right]. \quad (28)$$

Наличие пузырьков различного размера размывает дисперсионную кривую. Величина отклонения от кривой, относящейся к среде без пузырьков, увеличивается, при этом увеличивается также частотный интервал между пиком и минимумом кривой.

Данные теоретические исследования позволяют в дальнейших морских экспериментах и численном моделировании учитывать влияние фазовой скорости на процесс затухания и рассеяния энергии просветных сигналов при распространении их в океанском волноводе.

Список литературы

1. Клей, К. Акустическая океанография / К. Клей, Г. Медвин / под ред. Э.В. Житковской и Р.Ю. Поповой; пер. с англ. – М.: Мир, 1980. – 580 с.
2. Урик, Р.Д. Отражение и рассеяние звука гидроакустическими целями / Р.Д. Урик // Основы гидроакустики; пер. с англ. – Л.: Судостроение, 1978. – 334 с.
3. Агеева, Н.С. Звуковое поле сосредоточенного источника в океане / Н.С. Агеева // Акустика океана. – М., 1974. – С. 169–229.
4. Флате, С.М. Распространение звука во флюктуирующем океане / С.М. Флате. – М.: Мир, 1982. – 150 с.
5. Ольшевский, В.В. Статистические методы в гидролокации / В.В. Ольшевский. – Л.: Судостроение, 1973. – 184 с.
6. Стародубцев, П.А. Результаты численного моделирования и экспериментальных исследований рассеяния звуковых волн на стационарной трассе о. Сахалин – о. Итуруп / П.А. Стародубцев // Наука делает мир лучшим: сб. материалов регион. науч.-техн. конф. 19–20 ноября 2003 г. – Владивосток: МГУ им. Г.И. Невельского, 2003. – С. 11–14.
7. Стародубцев, П.А. Морское приборостроение для комплексного мониторинга Мирового океана / П.А. Стародубцев, М.В. Мироненко, А.Е. Малашенко, Ю.И. Недорез // Экологические системы и приборы. Раздел «Экологический мониторинг». – М., 2003. – № 7. – С. 3–12.

Сведения об авторах: Бакланов Евгений Николаевич, доцент,

e-mail: baklanoven@mail.ru;

Стародубцев Павел Анатольевич, доктор технических наук, профессор,

e-mail: spa1958@mail.ru;

Стародубцев Евгений Павлович, e-mail: spa1958@mail.ru;

Карасев Владимир Владимирович, кандидат технических наук, доцент,

e-mail: karasevvv@list.ru.