

УДК 532.5
DOI: 10.15372/PMTF202315392

ОСОБЕННОСТИ ОТРАЖЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ВОДЕ ОТ ПУЗЫРЬКОВОЙ ЗАВЕСЫ, СОДЕРЖАЩЕЙ ГИДРАТНЫЕ ПУЗЫРЬКИ

И. К. Гималтдинов, И. Г. Хусаинов*

Уфимский государственный нефтяной технический университет, Уфа, Россия

* Стерлитамакский филиал Уфимского университета науки и технологий,
Стерлитамак, Россия
E-mails: iljas_g@mail.ru, kig10@mail.ru

С помощью методов математического моделирования исследована динамика акустического сигнала при прохождении через пузырьковую завесу. Рассматривается случай, когда газ (метан) внутри пузырьков находится в условиях гидратообразования. Изучено влияние процесса гидратообразования, а также начального радиуса пузырьков и объемной доли газа на коэффициент затухания и фазовую скорость волны, распространяющейся по глубоководной (находящейся на большой глубине) пузырьковой завесе. Получены коэффициенты отражения и прохождения звуковых волн на границах, разделяющих области одно- и двухфазных зон. Установлено, что процесс гидратообразования более чем на два порядка увеличивает коэффициент затухания волны в области низких (менее 1 кГц) частот.

Ключевые слова: акустика, волна, пузырьки, гидрат, отражение, скорость

Введение. Исследованию природных газовых гидратов и процессов как гидратообразования, так и разложения гидрата посвящено большое количество работ [1–6]. Прежде всего, это обусловлено тем, что запасы углеводородного сырья, содержащегося в природных газовых гидратах, больше суммарных разведанных запасов углеводородов [7]. Существует также проблема выделения метана со дна океана [8, 9]. Газовыделение со дна океана может быть вызвано разложением газового гидрата либо является признаком наличия морского месторождения нефти и газа.

Выделение метана со дна океана оказывает физическое, химическое и биологическое влияние на гидрохимическую структуру морской среды, а также вносит вклад в глобальный парниковый эффект [10–13]. Поэтому актуальной является разработка методов оперативного и дистанционного определения зон выхода метана со дна океана в виде пузырьков (метановых сипов), измерения концентрации метана, находящегося в морской воде как в растворенном виде, так и в газовой фазе (пузырьки) [10, 13].

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ по теме “Разработка и создание малотоннажных продуктов и реагентов (ингибиторы коррозии и солеотложения, антиоксиданты, биоциды, присадки и др.) для процессов нефтегазохимии и очистки водных сред от загрязнений, замещающих импортные вещества и материалы. Теоретические и экспериментальные подходы” (FEUR-2023-0006).

В экспериментах [14] изучен процесс распространения ударных волн с небольшой амплитудой в ударной трубе, заполненной водой и пузырьками газа (фреон-12). Исследовано явление дробления пузырьков газа, а также процессы их растворения и образования гидрата фреона-12 за ударной волной. Рассмотрена теоретическая модель процесса гидратообразования за ударной волной, результаты исследования, выполненного по этой модели, сравниваются с экспериментальными данными.

В работе [15] показано, что при распространении волн сжатия в пузырьковой жидкости может происходить фазовый переход газа в гидратное состояние.

В [10] рассмотрены методы, основанные на взаимодействии оптического излучения с газом и позволяющие определять большие концентрации метана, а также предложены способы реализации их на телекоммуникационных подводных аппаратах.

Акустическая диагностика, т. е. получение информации с помощью звуковых волн, отраженных от зоны с гидратными пузырьками, является актуальной задачей. По-видимому, с использованием акустических методов можно установить наличие процесса гидратообразования в пузырьковой жидкости, интенсивность гидратообразования, а также определить параметры этого процесса и системы пузырьки — жидкость. Следует отметить, что результаты прогнозирования наличия гидратов в пористом слое по волновой картине при выполнении термобарических условий существования газового гидрата представлены в работах [16, 17].

В данной работе исследованы процессы отражения и прохождения звуковых волн через газожидкостную завесу, состоящую из пузырьков метана, в случае когда термодинамические параметры системы (давление и температура) соответствуют условиям гидратообразования, т. е. из метана и воды образуется газовый гидрат и пузырек покрывается газогидратной коркой.

1. Постановка задачи и основные уравнения. Пусть в жидкости имеется область с пузырьками, содержащими гидратообразующий газ (метан), т. е. пузырьковая завеса (рис. 1). Кроме того, система пузырьки — жидкость находится в равновесных условиях гидратообразования, т. е. пузырьки могут быть частично покрыты газогидратной коркой.

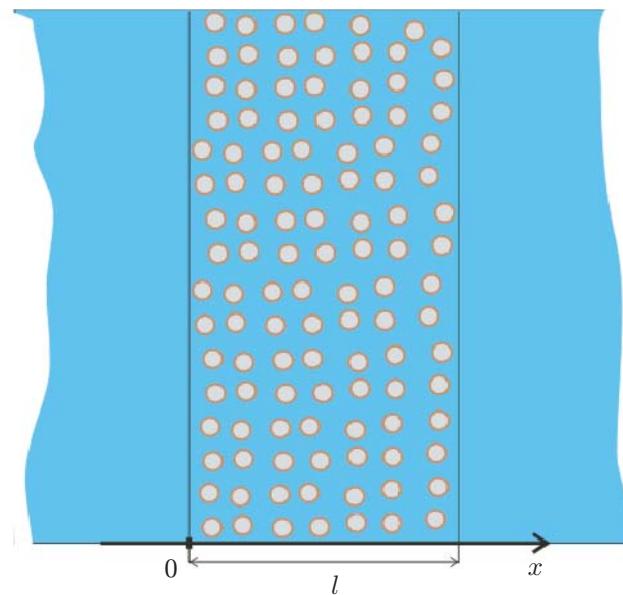


Рис. 1. Схема пузырьковой завесы

Пусть волновой импульс, распространяясь по жидкости, действует на границу пузырьковой завесы. Толщина пузырьковой завесы равна l , а ее высота и ширина достаточно большие, что позволяет не учитывать краевые эффекты. Длина волны значительно больше радиуса пузырька, но меньше толщины пузырьковой завесы l . Поверхность пузырьковой завесы, на которую действует импульс, будем считать первой границей, а параллельную ей поверхность, расположенную на расстоянии l , — второй границей.

Рассмотрим случай, когда импульс направлен перпендикулярно границе пузырьковой завесы. Для того чтобы исследовать динамику акустического сигнала при прохождении через пузырьковую завесу, нужно найти коэффициенты отражения и прохождения гармонической волны через границу жидкость — пузырьковая завеса.

Пусть плоская одномерная гармоническая волна с круговой частотой ω , распространяясь по однородной жидкости слева направо, падает перпендикулярно первой границе жидкость — пузырьковая завеса. Тогда движение слева от границы ($x < 0$) является суперпозицией падающей и отраженной волн, давление $p_l^{(m)}$ и скорость $v_l^{(m)}$ ($m = r, o$) которых определяются по формулам [18–21]

$$\begin{aligned} p_l^{(o)} &= A_{p,l}^{(o)} \exp [i(K_l x - \omega t)], & v_l^{(o)} &= A_{v,l}^{(o)} \exp [i(K_l x - \omega t)], \\ p_l^{(r)} &= A_{p,l}^{(r)} \exp [i(-K_l x - \omega t)], & v_l^{(r)} &= A_{v,l}^{(r)} \exp [i(-K_l x - \omega t)]. \end{aligned}$$

Здесь индекс l соответствует параметрам волны, распространяющейся по жидкости, а индексы r, o — параметрам отраженной и падающей волн; K_l — комплексное волновое число для жидкости; x — координата; t — время; ω — круговая частота. Амплитуды давления $A_{p,l}^{(m)}$ и скорости $A_{v,l}^{(m)}$ ($m = r, o$) отраженной и падающей гармонических волн связаны соотношениями

$$A_{p,l}^{(o)} = \rho_{l0}^0 C_l A_{v,l}^{(o)}, \quad A_{p,l}^{(r)} = -\rho_{l0}^0 C_l A_{v,l}^{(r)}.$$

Здесь C_l — фазовая скорость волны в жидкости; ρ_{l0}^0 — истинная плотность жидкости в начальном состоянии.

В пузырьковой завесе возникает прошедшая волна, давление $p_z^{(a)}$ и скорость $v_z^{(a)}$ которой определяются по формулам

$$p_z^{(a)} = A_{p,z}^{(a)} \exp [i(-K_z x - \omega t)], \quad v_z^{(a)} = A_{v,z}^{(a)} \exp [i(-K_z x - \omega t)],$$

где K_z — комплексное волновое число для пузырьковой завесы.

Амплитуды давления $A_{p,z}^{(a)}$ и скорости $A_{v,z}^{(a)}$ прошедшей волны связаны соотношениями

$$A_{p,z}^{(a)} = \rho_{z0}^0 C_z A_{v,z}^{(a)}.$$

Здесь ρ_{z0}^0 — средняя по смеси плотность пузырьковой завесы в начальном состоянии. Фазовая скорость распространения гармонической волны в пузырьковой завесе C_z определяется по формуле $C_z = \omega / \operatorname{Re}(K_z)$. Зависимость коэффициента затухания волны от круговой частоты имеет вид $\delta_z = \operatorname{Im}(K_z)$.

На поверхности раздела жидкость — пузырьковая завеса должны выполняться условия непрерывности давления и нормальной компоненты скорости

$$p_l^{(o)} + p_l^{(r)} = p_z^{(a)}, \quad v_l^{(o)} + v_l^{(r)} = v_z^{(a)}. \quad (1)$$

Здесь верхние индексы “ (a) ”, “ (r) ”, “ (o) ” — параметры прошедшей, отраженной и падающей волн.

С использованием соотношений между амплитудами давления и скорости прошедшей, отраженной и падающей волн из граничных условий (1) получаем формулы для коэффициентов отражения N_1 и прохождения M_1 волн через первую границу пузырьковой завесы

$$N_1 = \frac{\rho_{z0}^0 C_z - \rho_{l0}^0 C_l}{\rho_{l0}^0 C_l + \rho_{z0}^0 C_z}, \quad M_1 = 1 + N_1. \quad (2)$$

В правой части первой формулы (2) неизвестной величиной является фазовая скорость распространения волны в пузырьковой завесе C_z . Для определения C_z проведем анализ процесса распространения одномерных волн в пузырьковой завесе с учетом гидратообразования [22].

По формулам, аналогичным (2), вычисляются коэффициенты отражения N_2 и прохождения M_2 волн через вторую границу пузырьковой завесы

$$N_2 = \frac{\rho_{l0}^0 C_l - \rho_{z0}^0 C_z}{\rho_{z0}^0 C_z + \rho_{l0}^0 C_l}, \quad M_2 = 1 + N_2.$$

Рассмотрим систему уравнений, описывающую распространение малых возмущений в пузырьковой завесе. Макроскопические уравнения сохранения масс газа, жидкости и гидрата в линеаризованной форме имеют вид [22]

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \rho_{g0} \frac{\partial v}{\partial x} = -J_g, \quad \frac{\partial \rho_l}{\partial t} + \rho_{l0} \frac{\partial v}{\partial x} = -J_l, \quad \frac{\partial \rho_h}{\partial t} + \rho_{h0} \frac{\partial v}{\partial x} = J_g + J_l. \quad (3)$$

Здесь

$$\begin{aligned} J_g &= G J_h, & J_l &= (1 - G) J_h, & J_h &= J_g + J_l = 4\pi a_0^2 n_0 j_h, \\ \rho_i &= \rho_i^0 \alpha_i, & \alpha_l + \alpha_g + \alpha_h &= 1, \end{aligned}$$

ρ_i^0 — истинные плотности фаз; J_i — интенсивность массопереноса; G — массовая доля газа в составе гидрата; a_0 — начальный радиус пузырьков; n — концентрация пузырьков; j_h — интенсивность массопереноса, отнесенная к единице площади поверхности пузырьков; α_i — объемные доли фаз; нижние индексы $i = g, l, h$ соответствуют газу, жидкости и гидрату, нижний индекс “0” — начальному состоянию.

Будем полагать, что дробление пузырьков отсутствует. Тогда их число n можно описать с помощью уравнения

$$\frac{\partial n}{\partial t} + n_0 \frac{\partial v}{\partial x} = 0, \quad (4)$$

где n_0 — число пузырьков в начальный момент времени.

Линеаризованное уравнение импульсов имеет вид

$$\rho_0 \frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{\partial p_l}{\partial x}. \quad (5)$$

Здесь ρ_0 определяется по формуле $\rho_0 = \rho_{l0}^0 \alpha_{l0}$; p_l — давление в жидкости.

Изменения температуры жидкости вокруг пузырька T_l и температуры газа внутри пузырька T_g описываются системой уравнений теплопроводности

$$\begin{aligned} \rho_{l0}^0 c_l \frac{\partial T_l}{\partial t} &= r^{-2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_l r^2 \frac{\partial T_l}{\partial r} \right), & r > a_0, \\ \rho_{g0}^0 c_g \frac{\partial T_g}{\partial t} &= r^{-2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_g r^2 \frac{\partial T_g}{\partial r} \right) + \frac{\partial p_g}{\partial t}, & r < a_0. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь λ_i, c_i ($i = l, g$) — теплопроводность и удельная теплоемкость; p_g — давление в газе. Будем полагать, что толщина гидратной корки значительно меньше радиуса пузырьков, тогда в пренебрежении поверхностным натяжением линеаризованное уравнение пульсационного колебания пузырька имеет вид [23]

$$a_0 \frac{\partial w}{\partial t} + 4\nu_l \frac{w}{a_0} = \frac{p_g - p_l}{\rho_{l0}^0}. \quad (7)$$

Здесь ν_l — кинематическая вязкость жидкости; w — скорость радиального движения пузырька. На границе раздела фаз ($r = a_0$) для скоростей газа и жидкости выполняется условие

$$\frac{\partial a}{\partial t} = w_l = w_g = w$$

(a — радиус пузырьков). Также на границе раздела фаз выполняются условия теплового баланса и равенства температур

$$-\lambda_l \left(\frac{\partial T_l}{\partial r} \right) \Big|_{r=a_0} + \lambda_g \left(\frac{\partial T_g}{\partial r} \right) \Big|_{r=a_0} = j_h l_h; \quad (8)$$

$$T_g = T_l = T_a, \quad r = a_0, \quad (9)$$

где l_h — удельная теплота образования гидрата, отнесенная к единице его массы.

В центре пузырька выполняется условие симметрии, а на большом расстоянии от него температура жидкости равна начальному значению T_0 :

$$\frac{\partial T_g}{\partial r} = 0, \quad r = 0, \quad T_l = T_0, \quad r = \infty. \quad (10)$$

Линеаризованное уравнение для давления в газе p_g можно записать в виде

$$\frac{\partial p_g}{\partial t} = -\frac{3\gamma p_0}{a_0} \frac{\partial a}{\partial t} + \frac{3(\gamma-1)}{a_0} \lambda_g \left(\frac{\partial T_g}{\partial r} \right)_a + \frac{3(\gamma-1)}{a_0} c_g T_0 j_g. \quad (11)$$

Здесь γ — показатель адиабаты. По аналогии с теорией неравновесных фазовых переходов в парожидкостных системах выражения для интенсивности массообмена между пузырьками и жидкостью j_g запишем в виде [24]

$$j_g = \frac{\beta(p_s - p_g)}{\sqrt{2\pi R_g T_0}}, \quad p_s(T_a) = p_{s0} \exp \left(\frac{T_a - T_0}{T_*} \right), \quad p_{s0} = p_s(T_0), \quad (12)$$

где β — обобщенный эмпирический параметр (приведенный коэффициент аккомодации), характеризующий диффузионные явления, а также особенности образования и роста кристаллов гидрата; R_g — универсальная газовая постоянная; T_* — эмпирический параметр, зависящий от вида жидкости; $p_s(T_a)$ — равновесное давление гидратообразования, соответствующее температуре T_a .

2. Решение системы уравнений. Решение полученной системы уравнений (3)–(7), (11) будем искать в виде бегущих затухающих гармонических волн, задаваемых следующими соотношениями:

$$G \simeq \exp [i(K_z x - \omega t)], \quad T_i = T'_i(r) \exp [i(K_z x - \omega t)], \quad G = v, a, w, p_i, \quad i = g, l. \quad (13)$$

Здесь $T'_i(r)$ — амплитуда температуры, зависящая от координаты r .

В формуле (13) расчеты для температуры проведены аналогично тому, как это сделано в работах [25, 26].

Для получения решения системы (3)–(12) приняты некоторые допущения. В частности, в уравнении сохранения массы жидкости пренебрегается правой частью, характеризующей уменьшение массы воды за счет гидратообразования. Кроме того, выполняется условие $\alpha_h \ll \alpha_g$. Тогда можно записать $\alpha_l = 1 - \alpha_g$.

Подставляя (13) в систему (3)–(12) и сокращая полученные уравнения на экспоненту, имеем

$$\begin{aligned} \left(K^2 - \frac{\alpha_{l0}^2}{C_l^2} \omega^2\right) p_l + 3\rho_{l0}^0 \alpha_{l0} \alpha_{g0} \omega^2 \frac{a}{a_0} = 0, \quad (\rho_{l0}^0 \omega^2 a_0^2 + 4i\rho_{l0}^0 \nu_l \omega) \frac{a}{a_0} = p_l - p_g, \\ y_l^2 T_l = R^{-2} \frac{d}{dR} \left(R^2 \frac{dT_l}{dR}\right), \quad R > 1, \\ y_g^2 T_g = R^{-2} \frac{d}{dR} \left(R^2 \frac{dT_g}{dR}\right) + (1 - \gamma^{-1}) y_g^2 T_0 \frac{p_g}{p_{g0}}, \quad R < 1, \\ y_g^2 T_0 \frac{p_g}{p_{g0}} = -3\gamma y_g^2 T_0 \frac{a}{a_0} + 3\gamma \left(\frac{dT_g}{dR}\right)_1 + \frac{3}{i\omega t_{(m)}} \frac{p_g}{p_{g0}}, \quad t_{(h)} = \frac{a_0}{\beta} \sqrt{\frac{2\pi}{R_g T_0}}, \\ \frac{dT_g}{dR} = 0, \quad R = 0, \quad T_l = 0, \quad R = \infty; \\ R = \frac{r}{a_0}, \quad y_i = \left(-\frac{i\omega a_0^2}{\chi_i}\right)^{1/2}, \quad \chi_l = \frac{\lambda_l}{\rho_{l0}^0 c_l}, \quad \chi_g = \frac{\lambda_g}{\rho_{g0}^0 c_{pg}}. \end{aligned} \quad (14)$$

Величина $t_{(h)}$ имеет смысл времени, в течение которого происходит восстановление давления в пузырьке, образующемся в процессе фазового перехода газа. Положим, что температура на межфазной границе равна начальной температуре жидкости T_0 . В этом случае в окружающей жидкости отсутствует градиент температуры. Решение четвертого уравнения системы (14) имеет вид

$$\frac{T_g}{T_0} = (1 - \gamma^{-1}) \left(1 - \frac{\operatorname{sh}(y_g R)}{R \operatorname{sh} y_g}\right) \frac{p_g}{p_{g0}}, \quad R < 1. \quad (15)$$

Из уравнения для давления p_g с использованием (15) получаем

$$\frac{p_g}{p_0} \left(1 + (\gamma - 1) \Pi_g(y_g) - 3 \frac{1}{i\omega t_{(h)}}\right) = -3\gamma \frac{a}{a_0}, \quad \Pi_g(y_g) = 3(y_g \operatorname{cth} y_g - 1) y_g^{-2}. \quad (16)$$

Используя уравнение для пульсационного движения, с учетом (16) находим связь между амплитудами возмущений радиуса пузырьков и давления в жидкости:

$$\frac{a}{a_0} = -\frac{p_l}{\psi}, \quad \psi = \frac{3\gamma p_{g0}}{\rho_{l0}^0} \left(1 + (\gamma - 1) \Pi_g(y_g) - \frac{3}{i\omega t_{(h)}}\right)^{-1} - \omega^2 a_0^2 - 4i\nu_l \omega. \quad (17)$$

Подставляя (17) в первое уравнение (14), получаем дисперсионное уравнение [22]

$$K_z^2 = \omega^2 \left(\frac{\alpha_{l0}^2}{C_l^2} + \frac{3\alpha_{l0}\alpha_{g0}}{(3\gamma p_0/\rho_l^0)((1 + (\gamma - 1)\Pi_g(y_g)) - 3/(i\omega t_{(h)}))^{-1} - \omega^2 a_0^2 - 4i\nu_l\omega} \right).$$

Здесь параметры Π_g и $t_{(h)}$ определяются по формулам

$$\Pi_g(y_g) = 3(y_g \operatorname{cth} y_g - 1)y_g^{-2}, \quad t_{(h)} = \frac{a_0}{\beta} \sqrt{\frac{2\pi}{R_g T_0}}, \quad y_g = \left(-\frac{i\omega a_0^2}{\chi_g} \right)^{1/2}, \quad \chi_g = \frac{\lambda_g}{\rho_{g0}^0 c_{pg}}.$$

С учетом вязкости и в пренебрежении акустическим слагаемым волновое число в (14) становится таким же, как волновое число в пузырьковой жидкости [19] в отсутствие гидратообразования.

3. Численные расчеты. С помощью дисперсионных уравнений (14) исследованы скорость распространения и коэффициент затухания гармонической волны. В качестве жидкости рассматривается вода, а в качестве газа — метан. При давлении $p_{l0} = 15$ МПа и температуре $T_0 = 277$ К параметры системы имеют следующие значения: $C_l = 1500$ м/с, $\rho_{l0}^0 = 1000$ кг/м³, $\nu_l = 10^{-6}$ м²/с, $\lambda_g = 3,04 \cdot 10^{-2}$ кг · м/с³, $c_{pg} = 2193$ м²/с², $\rho_{g0}^0 = 71,7$ кг/м³, $\gamma = 1,33$, $\beta = 3 \cdot 10^{-5}$.

На рис. 2 представлены зависимости коэффициента затухания и фазовой скорости волны от круговой частоты, полученные при радиусе пузырька $a_0 = 10^{-3}$ м.

Из рис. 2 следует, что процесс гидратообразования оказывает значительное влияние на коэффициент затухания. При частотах $\omega \leq 10^3$ с⁻¹ в процессе гидратообразования коэффициент затухания увеличивается на два порядка. Фазовая скорость волны существенно зависит от объемной доли газа. Согласно расчетам увеличение объемной доли газа приводит к увеличению коэффициента затухания и значительному уменьшению фазовой скорости волны. С уменьшением частоты ($\omega \leq 10^2$ с⁻¹) влияние процесса гидратообразования на фазовую скорость увеличивается.

Влияние процесса гидратообразования на коэффициент затухания и фазовую скорость волны при различных значениях радиуса пузырька показано на рис. 3. Начальное значение объемной доли газа равно $\alpha_{g0} = 0,1$. Результаты сравнения рис. 2 и рис. 3 показывают, что влияние процесса гидратообразования на коэффициент затухания и фазовую скорость волны не зависит ни от начального значения объемной доли газа, ни от радиуса пузырька. Увеличение радиуса пузырька приводит к увеличению фазовой скорости и к уменьшению коэффициента затухания волны.

На рис. 4, 5 показаны зависимости коэффициента отражения на первой и второй границах от круговой частоты. Видно, что при частотах $\omega < 10^2$ с⁻¹ коэффициенты отражения как от первой границы, так и от второй существенно зависят от процесса гидратообразования. При $\omega = 10^2 \div 10^5$ с⁻¹ коэффициенты отражения зависят от начального значения объемной доли газа, а от частоты практически не зависят. От границы жидкость — пузырьковая завеса волна отражается как от “мягкой” границы, а от границы пузырьковая завеса — жидкость — как от жесткой границы.

Заключение. С помощью методов математического моделирования проведено исследование процесса отражения акустических волн от глубоководной пузырьковой завесы в случае, когда метан внутри пузырьков находится в условиях гидратообразования. Показано, что в области низких частот (менее 1 кГц) процесс гидратообразования оказывает существенное влияние на скорость распространения, коэффициенты затухания и отражения волны. В частности, коэффициент затухания волны увеличивается более чем на два порядка. Независимо от частоты волны при увеличении начального значения объемной

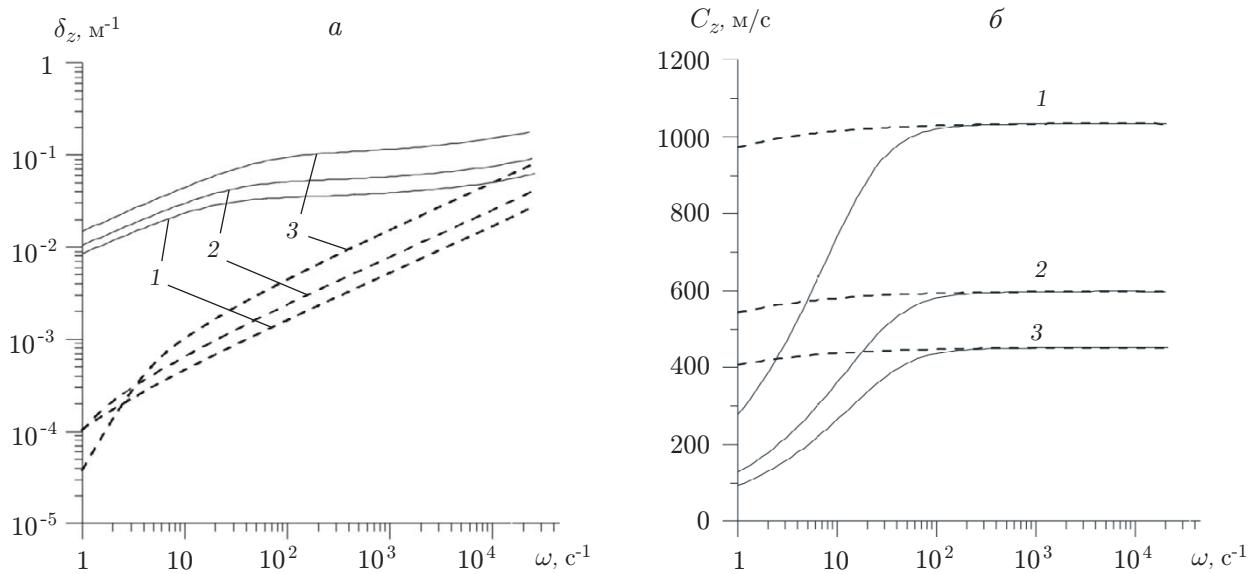


Рис. 2. Зависимости коэффициента затухания δ_z (а) и фазовой скорости волны C_z (б) от круговой частоты при различных начальных значениях объемной доли газа:

1 — $\alpha_{g0} = 0,01$, 2 — $\alpha_{g0} = 0,05$, 3 — $\alpha_{g0} = 0,10$; сплошные линии — результаты расчета с учетом процесса гидратообразования, штриховые — результаты расчета без учета процесса гидратообразования ($t_{(h)} = \infty$)

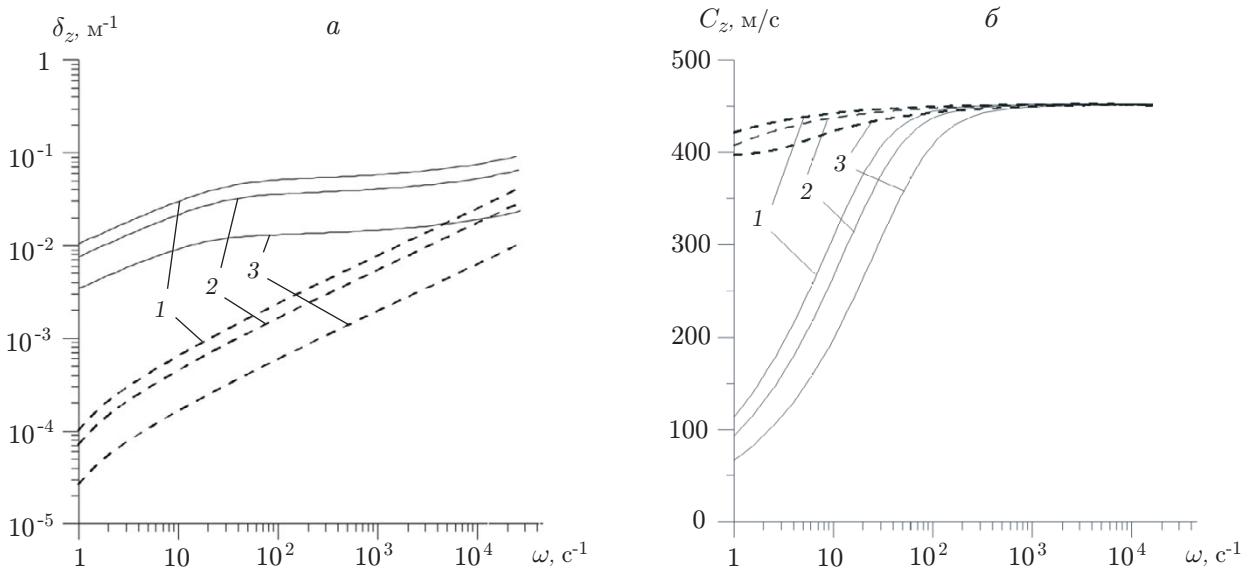


Рис. 3. Зависимости коэффициента затухания δ_z (а) и фазовой скорости волны C_z (б) от круговой частоты при различных значениях радиуса пузырька:
1 — $a_0 = 5 \cdot 10^{-4}$ м, 2 — $a_0 = 10^{-3}$ м, 3 — $a_0 = 1,5 \cdot 10^{-3}$ м; сплошные линии — результаты расчета с учетом процесса гидратообразования, штриховые — результаты расчета без учета процесса гидратообразования

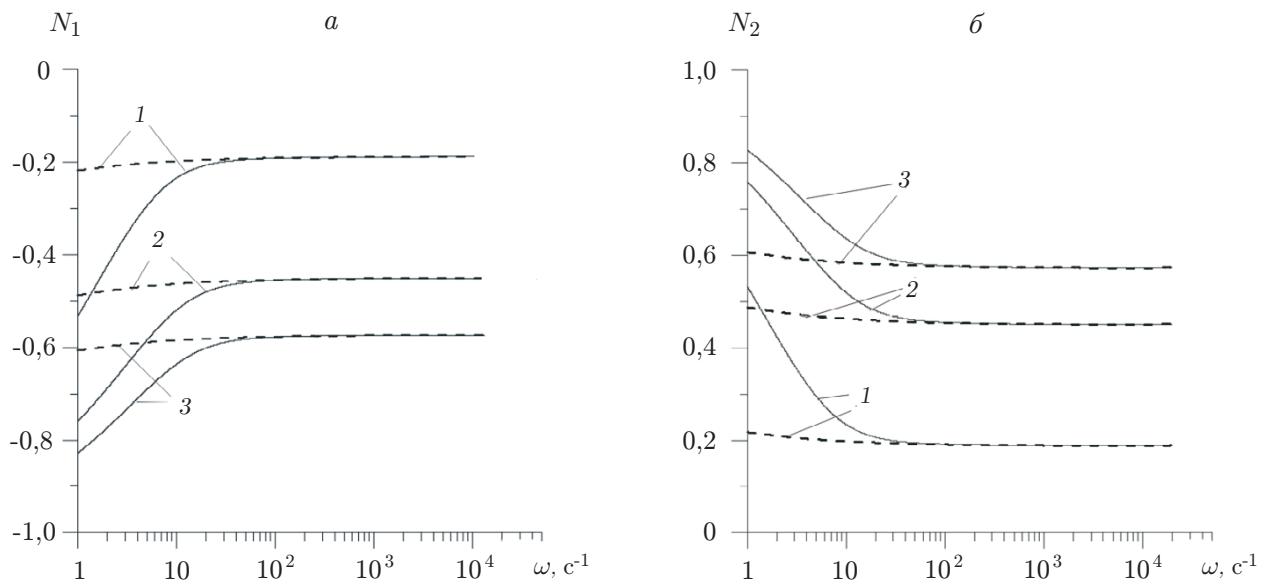


Рис. 4. Зависимости коэффициента отражения на первой (*а*) и второй (*б*) границах от круговой частоты при $a_0 = 10^{-3}$ м и различных начальных значениях объемной доли газа:

1 — $\alpha_{g0} = 0,01$, 2 — $\alpha_{g0} = 0,05$, 3 — $\alpha_{g0} = 0,10$; сплошные линии — результаты расчета с учетом процесса гидратообразования, штриховые — результаты расчета без учета процесса гидратообразования

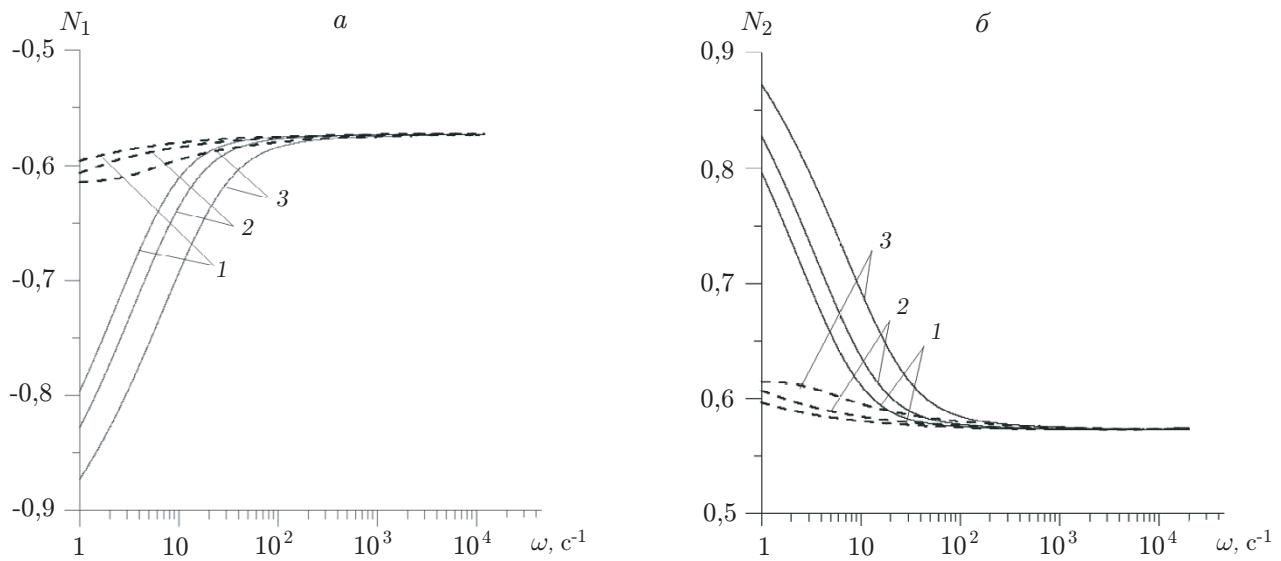


Рис. 5. Зависимости коэффициента отражения на первой (*а*) и второй (*б*) границах от круговой частоты при $\alpha_{g0} = 0,01$ и различных значениях радиуса пузырька:

1 — $a_0 = 5 \cdot 10^{-4}$ м, 2 — $a_0 = 10^{-3}$ м, 3 — $a_0 = 1,5 \cdot 10^{-3}$ м; сплошные линии — результаты расчета с учетом процесса гидратообразования, штриховые — результаты расчета без учета процесса гидратообразования

дели газа скорость распространения волны по пузырьковой завесе уменьшается, а абсолютное значение коэффициента отражения увеличивается.

ЛИТЕРАТУРА

1. Истомин В. А., Якушев В. С., Квон В. Г. и др. Направления современных исследований газовых гидратов // Газохимия. 2009. № 1. С. 56–63.
2. Sloan E. D. Clathrate hydrates of natural gases. 3rd ed. / E. D. Sloan, C. A. Koh. Boca Raton: CRC Press, 2008.
3. Zhang Y. Methane escape from gas hydrate systems in marine environment, and methane-driven oceanic eruptions // Geophys. Res. Lett. 2003. V. 30, N 7. P. 1398–1401.
4. Nair V. C., Gupta P., Sangwai J. S. Gas hydrates as a potential energy resource for energy sustainability // Sustainable Energy Technol. Policies. 2018. V. 1. P. 265–287.
5. Pooladi-Darvish M. Gas production from hydrate reservoirs and its modeling // J. Petrol. Tech. 2004. V. 56, N 6. P. 65–71.
6. Хасанов М. К., Гималтдинов И. К., Столповский М. В. Особенности образования газогидратов при нагнетании холодного газа в пористую среду, насыщенную газом и водой // Теорет. основы хим. технологии. 2010. Т. 44, № 4. С. 442–449.
7. Makogon Y. F. Natural gas hydrates — a promising source of energy // J. Natur. Gas Sci. Engng. 2010. N 2. P. 49–59.
8. Егоров В. Н. Метановые сипы в Черном море: средообразующая и экологическая роль / В. Н. Егоров, Ю. Г. Артемов, С. Б. Гулин. Севастополь: Науч.-произв. центр “Экоси-Гидрофизика”, 2011.
9. Zhang Y. Methane escape from gas hydrate systems in marine environment, and methane-driven oceanic eruptions // Geophys. Res. Lett. 2003. V. 30, N 7. 1378.
10. Салюк П. А., Буланов В. А., Корсков И. В. и др. Возможность дистанционного обнаружения повышенных концентраций метана в морской воде с использованием методов оптической спектроскопии на подводных телевизуируемых аппаратах // Подвод. исслед. и робототехника. 2011. № 2. С. 43–52.
11. Леин А. Ю., Иванов М. В. Биогеохимический цикл метана в океане // Природа. 2010. № 3. С. 12–21.
12. Шахова Н. Е., Алексеев В. А., Семилетов И. П. Прогноз эмиссии метана на Восточно-Сибирском шельфе // Докл. АН. 2010. Т. 430, № 4. С. 533–536.
13. Boulart C., Connelly D. P., Mowlem M. C. Sensors and technologies for in situ dissolved methane measurements and their evaluation using Technology Readiness Levels // Trends Anal. Chem. 2010. V. 29, N 2. P. 186–195.
14. Донцов В. Е., Накоряков В. Е., Чернов А. А. Ударные волны в воде с пузырьками фреона-12 с образованием гидрата газа // ПМТФ. 2007. Т. 48, № 3. С. 58–75.
15. Шагапов В. Ш., Лепихин С. А., Чиглинцев И. А. Распространение волн сжатия в пузырьковой жидкости, сопровождаемое образованием гидрата // Теплофизика и аэромеханика. 2010. Т. 17, № 2. С. 247–260.
16. Губайдуллин А. А., Болдырева О. Ю. Волны в пористой среде со слоем, содержащим газовый гидрат // ПМТФ. 2020. Т. 61, № 4. С. 31–38.
17. Губайдуллин А. А., Болдырева О. Ю., Дудко Д. Н. Скорость и поглощение линейных волн в пористых средах, насыщенных газом и его гидратом // ПМТФ. 2022. Т. 63, № 4. С. 56–63.

18. **Shagapov V. S., Gimaltdinov I. K., Khabeev N. S., Bailey S. S.** Acoustic waves in a liquid with a bubble screen // *Shock Waves*. 2002. V. 13, N 1. P. 49–56.
19. **Гималтдинов И. К., Нигматулин Р. И., Шагапов В. Ш.** Эволюция волн давления в жидкости, содержащей зону жидкости с пузырьками // *Изв. РАН. Механика жидкости и газа*. 2001. № 3. С. 133–142.
20. **Хусаинов И. Г., Дмитриев В. Л.** Исследование эволюции волнового импульса при прохождении через пористую преграду // *ПМТФ*. 2011. Т. 52, № 5. С. 136–145.
21. **Шагапов В. Ш., Хусаинов И. Г., Дмитриев В. Л.** Распространение линейных волн в насыщенных газом пористых средах с учетом межфазного теплообмена // *ПМТФ*. 2004. Т. 45, № 4. С. 114–120.
22. **Галимзянов М. Н., Лепихин С. А., Чиглинцев И. А.** Распространение малых возмущений в пузырьковой жидкости, содержащей гидратообразующий газ // *Вестн. Удмурт. ун-та. Математика. Компьютер. науки*. 2012. № 2. С. 130–138.
23. **Кнэпп Р.** Кавитация / Р. Кнэпп, Дж. Дейли, Ф. Хэммит. М.: Мир, 1974.
24. **Нигматулин Р. И.** Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Ч. 1.
25. **Шагапов В. Ш., Галимзянов М. Н., Вдовенко И. И.** Акустика и устойчивость перегретой жидкости с газовыми зародышами // *ПМТФ*. 2019. Т. 60, № 3. С. 85–95.
26. **Вахитова Н. К., Шагапов В. Ш.** О распространении малых возмущений в парожидкостных пузырьковых средах // *ПМТФ*. 1984. № 5. С. 34–43.

Поступила в редакцию 27/IX 2023 г.,

после доработки — 19/XII 2023 г.

Принята к публикации 25/XII 2023 г.