

УДК 532.5

© М. Н. Галимзянов, С. А. Лепихин, И. А. Чиглинцев

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ МАЛЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В ПУЗЫРЬКОВОЙ ЖИДКОСТИ, СОДЕРЖАЩЕЙ ГИДРАТООБРАЗУЮЩИЙ ГАЗ<sup>1</sup>

Решена задача об акустическом воздействии на жидкость с пузырьками гидратообразующего газа. В качестве газовой фазы брался фреон-12 и метан. Система находилась при равновесных условиях гидратообразования. Выписано дисперсионное уравнение для волнового числа, получены зависимости фазовой скорости и коэффициента затухания от дисперсности газожидкостной смеси и частоты возмущения в условиях гидратообразования и его отсутствия, определены параметры, влияющие на интенсивность перехода газа в гидратное состояние.

*Ключевые слова:* пузырьковая жидкость, акустическая волна, равновесное состояние, гидратообразование.

### Введение

Жидкость с пузырьками газа имеет свойства, которые кардинально отличаются от чистой жидкости. Особенность пузырьковых жидкостей обусловлена их высокой статической сжимаемостью при сохранении высокой массовой плотности, близкой к плотности жидкости, что в свою очередь приводит к малой равновесной скорости звука.

При динамических процессах в пузырьковой жидкости начинают проявляться явления инерции жидкости при изменении объема смеси за счет сжатия или расширения пузырьков. По этой причине ударные волны могут иметь осцилляционную структуру [1–3]. В таких средах могут формироваться уединенные волны, может происходить расслоение возмущений на высокочастотные (упругий предвестник) и на низкочастотные [4–6], а также могут появляться аномально высокие всплески давления при распространении волн сжатия в парожидкостных смесях. Распространение волн в жидкостях с пузырьками, пенах, а также в парагазокапельных смесях, которые содержат взвешенную фазу, сопровождается обычно тепловой диссипацией, поэтому важен учет межфазных теплообменных процессов [7, 8].

Исследование распространения акустических волн в пузырьковых жидкостях, содержащих гидратообразующий газ, позволяет на основе акустических методов определить наличие данного процесса в системе, его интенсивность, а также позволит более детально изучить параметры, определяющие фазовый переход газа в гидратное состояние.

### § 1. Постановка задачи и основные уравнения

Рассмотрим смесь жидкости с пузырьками гидратообразующего газа. Данная система находится при равновесных условиях гидратообразования. Смесь является монодисперсной, то есть в каждом элементарном объеме все пузырьки сферические и одинакового радиуса. В данной газожидкостной смеси происходит распространение малых возмущений, сопровождаемое фазовым переходом газа в гидратное состояние. Система макроскопических уравнений масс, числа пузырьков при отсутствии их дробления и импульсов в односкоростном приближении при учете, что движение жидкости с пузырьками представляет собой малые возмущения некоторого известного состояния равновесия, в линеаризованном виде запишется как:

$$\frac{\partial \rho_l}{\partial t} + \rho_{l0} \frac{\partial v}{\partial x} = -J_l, \quad \frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \rho_{g0} \frac{\partial v}{\partial x} = -J_g,$$

<sup>1</sup>Работа выполнена при финансовой поддержке Программы фонда фундаментальных исследований Президиума РАН (П–23), Программы фонда фундаментальных исследования ОЭММПУ РАН (ОЕ–13) и Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 11–01–97004-р\_поволжье\_a и 11–01–00171-а).

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_h}{\partial t} + \rho_{h0} \frac{\partial v}{\partial x} &= J_g + J_l, \\ \frac{\partial n}{\partial t} + n_0 \frac{\partial v}{\partial x} &= 0, \quad \rho_0 \frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{\partial p_l}{\partial x}. \end{aligned} \quad (1.1)$$

Здесь  $i = l, g, h$  — индексы, относящиеся к жидкости, газу и гидрату,  $\rho_i, \rho_i^0, \alpha_i, j_i, p, v, a, n$  — соответственно средняя по смеси и по фазе плотности, объемное содержание фаз, интенсивность массопереноса, отнесенная на единицу площади поверхности пузырьков, давление, скорость, радиус пузырьков, число пузырьков в единице объема.

В дальнейшем дополнительным индексом (0) внизу снабжены параметры, соответствующие невозмущенному состоянию. Поскольку обычно  $\rho_{g0}^0 \alpha_{g0} \ll \rho_{l0}^0 \alpha_{l0}$ , то в дальнейшем будем полагать  $\rho_0 = \rho_{l0}^0 \alpha_{l0}$ .

Уравнения теплопроводности для жидкости и газа имеют вид:

$$\begin{aligned} \rho_{l0}^0 c_l \frac{\partial T_l'}{\partial t} &= r^{-2} \frac{\partial}{\partial r} \left( \lambda_l r^2 \frac{\partial T_l'}{\partial r} \right) \quad (r > a_0), \\ \rho_{g0}^0 c_{pg} \frac{\partial T_g'}{\partial t} &= r^{-2} \frac{\partial}{\partial r} \left( \lambda_g r^2 \frac{\partial T_g'}{\partial r} \right) + \frac{\partial p_g}{\partial t} \quad (r < a_0). \end{aligned} \quad (1.2)$$

Уравнение пульсационного движения пузырьков после линеаризации в случае пренебрежения поверхностным натяжением примет вид:

$$a_0 \frac{\partial w_R}{\partial t} + 4\nu_l \frac{w_R}{a_0} = \frac{p_g - p_l}{\rho_{l0}^0}. \quad (1.3)$$

На поверхности раздела фаз запишем уравнение теплового баланса

$$-\lambda_l \left( \frac{\partial T_l'}{\partial r} \right)_a + \lambda_g \left( \frac{\partial T_g'}{\partial r} \right)_a = j_h l_h, \quad (1.4)$$

где  $l_h$  — удельная теплота образования гидрата, отнесенная на единицу его массы. Распределение температур вокруг пузырька и в газе определяем из уравнений теплопроводности (1.2).

Так же на поверхности раздела фаз ( $r = a_0$ ) зададим следующие граничные условия для системы (1.2)

$$T_g' = T_l' = T_a', \quad \frac{\partial a}{\partial t} = w_l = w_g = w. \quad (1.5)$$

Кроме того,

$$\frac{\partial T_g'}{\partial r} = 0 \quad (r = 0), \quad T_l' = 0 \quad (r = \infty). \quad (1.6)$$

Уравнение для давления в газе  $p_g$  в линеаризованном виде имеет следующий вид:

$$\frac{\partial p_g}{\partial t} = -\frac{3\gamma p_0}{a_0} \frac{\partial a}{\partial t} + \frac{3(\gamma - 1)}{a_0} \lambda_g \left( \frac{\partial T_g'}{\partial r} \right)_a + \frac{3(\gamma - 1)}{a_0} c_{gv} T_0 j_g. \quad (1.7)$$

Величина интенсивности фазового перехода газа в гидрат задается согласно [9]:

$$j_g = \frac{\beta (p_s - p_g)}{\sqrt{2\pi R_g T_0}}, \quad (1.8)$$

где равновесное давление гидратообразования определяется из выражения

$$p_s(T_a) = p_{s0} \exp \left( \frac{T_a - T_0}{T_*} \right). \quad (1.9)$$

Здесь  $\beta$  — коэффициента аккомодации [10].

Из уравнения масс (1.1) с учетом кинематических зависимостей, а также уравнения состояния жидкости можно получить:

$$\frac{\alpha_{l0}}{C_l^2} \frac{\partial p_l}{\partial t} + \rho_{l0}^0 \frac{\partial v}{\partial x} - 3\rho_{l0}^0 \frac{\alpha_{g0}}{a_0} \frac{\partial a}{\partial t} = 0. \quad (1.10)$$

Продифференцируя это уравнение по времени и используя уравнение импульсов смеси (последнее уравнение (1.1)), а также уравнение радиального движения пузырька (1.3), и учитывая последние соотношения (1.5), получим следующую систему:

$$\begin{aligned} \frac{\alpha_{l0}}{C_l^2} \frac{\partial^2 p_l}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 p_l}{\partial x^2} - 3 \frac{\rho_{l0}^0 \alpha_{l0} \alpha_{g0}}{a_0} \frac{\partial^2 a}{\partial t^2} &= 0, \\ \rho_{l0}^0 a_0 \frac{\partial^2 a}{\partial t^2} &= p_g - p_l - 4 \frac{\rho_{l0}^0 \nu_l}{a_0} \frac{\partial a}{\partial t}. \end{aligned} \quad (1.11)$$

Первое уравнение (1.11) при отсутствии пузырьков ( $\alpha_{g0} = 0$ ) совпадает с обычным волновым уравнением. Система (1.11) с учетом уравнений (1.2) и (1.7), а также граничных условий (1.5) и (1.6) является замкнутой.

## § 2. Решение системы

Решение приведенной системы будем искать в виде затухающей бегущей волны

$$p, a, v, w \sim \exp[i(Kx - \omega t)], \quad T' = T(r) \exp[i(Kx - \omega t)], \quad K = k + i\sigma, \quad C_p = \omega/k, \quad (2.1)$$

где  $K$  — волновое число,  $\omega$  — частота возмущений,  $\delta$  и  $C_p$  — соответственно коэффициент затухания и фазовая скорость.

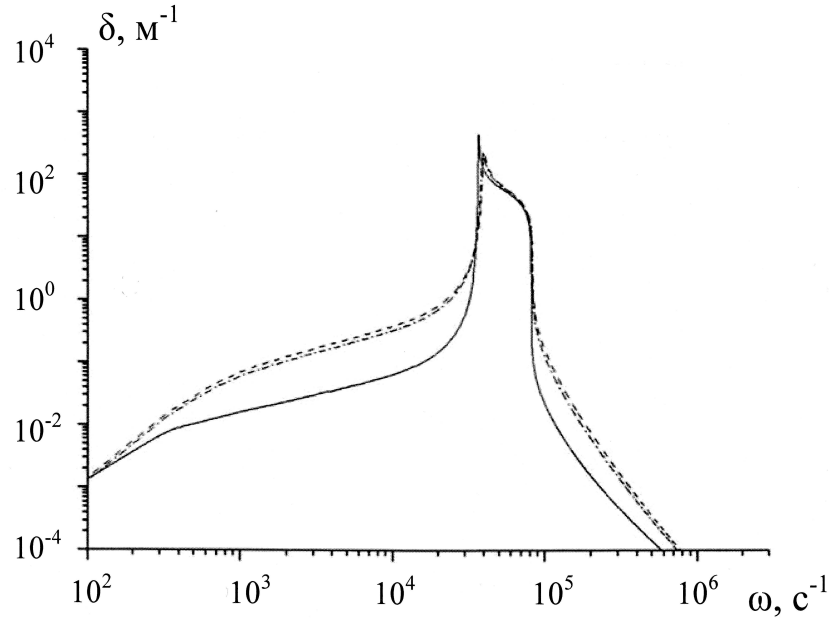
Подставляя (2.1) в приведенную выше систему и сократив на экспоненту, мы получим

$$\begin{aligned} \left( K^2 - \frac{\alpha_{l0}^2 \omega^2}{C_l^2} \right) p_l + 3\rho_{l0}^0 \alpha_{l0} \alpha_{g0} \omega^2 \frac{a}{a_0} &= 0, \quad (\rho_{l0}^0 \omega^2 a_0^2 + 4i\rho_{l0}^0 \nu_l \omega) \cdot \frac{a}{a_0} = p_l - p_g, \\ y_l^2 T_l &= R^{-2} \frac{d}{dR} \left( R^2 \frac{dT_l}{dR} \right) \quad (R > 1), \\ y_g^2 T_g &= R^{-2} \frac{d}{dR} \left( R^2 \frac{dT_g}{dR} \right) + (1 - \gamma^{-1}) y_g^2 T_0 \frac{p_g}{p_{g0}} \quad (R < 1), \\ y_g^2 T_0 \frac{p_g}{p_{g0}} &= -3\gamma y_g^2 T_0 \frac{a}{a_0} + 3\gamma \left( \frac{dT_g}{dR} \right)_1 + \frac{3}{i\omega t_h} \frac{p_g}{p_{g0}}, \quad t_h = \frac{a_0}{\beta} \sqrt{\frac{2\pi}{R_g T_0}}, \\ \frac{dT_g}{dR} &= 0 \quad (R = 0), \quad T_l = 0 \quad (R = \infty), \\ R &= \frac{r}{a_0}, \quad y_i = (-i\omega a_0^2 / \chi_i)^{1/2}, \quad \chi_l = \frac{\lambda_l}{\rho_{l0}^0 c_l}, \quad \chi_g = \frac{\lambda_g}{\rho_{g0}^0 c_{pg}}. \end{aligned} \quad (2.2)$$

Величина  $t_h$  имеет физический смысл времени, в течение которого происходит восстановление давления в пузырьке, образующегося в процессе фазового перехода газа. Отметим также, что величина  $\sqrt{\chi_i/\omega}$  представляет собой характерное расстояние затухания температурной волны в  $i$ -й фазе, которое вызвано периодическим изменением температуры межфазной поверхности с круговой частотой  $\omega$ . Параметры  $|y_i|$  можно представить в виде

$$|y_i| = a_0 / \sqrt{\chi_i / \omega}.$$

Модули параметров  $y_i$  выражают отношения радиусов включений к глубинам проникания температурных волн.



**Рис. 1.** Зависимость коэффициента затухания от частоты при  $\alpha_{g0} = 2 \cdot 10^{-4}$  и  $a_0 = 0,5 \cdot 10^{-3}$  м. Штриховая линия соответствует воздуху, сплошная — фреону, а штрих-пунктирная — метану

Далее введем предположение, согласно которому температура на межфазной границе равна начальной температуре жидкости  $T_0$  [10]. В таком случае в окружающей жидкости отсутствует градиент температур. Решение четвертого уравнения системы (2.2) будет иметь вид

$$\frac{T_g}{T_0} = (1 - \gamma^{-1}) \left( 1 - \frac{\text{sh}(y_g R)}{R \text{sh } y_g} \right) \frac{p_g}{p_{g0}} \quad (R < 1). \quad (2.3)$$

Из уравнения для давления  $p_g$ , используя (2.3), получим:

$$\frac{p_g}{p_0} \left( 1 + (\gamma - 1) \Pi_g(y_g) - 3 \frac{1}{i\omega t_h} \right) = -3\gamma \frac{a}{a_0}, \quad \Pi_g(y_g) = 3(y_g \text{cth} y_g - 1) y_g^{-2}. \quad (2.4)$$

Используя уравнение для пульсационного движения с учетом (2.4), находим связь между амплитудами возмущений радиуса пузырьков и давлением в жидкости:

$$\frac{a}{a_0} = -\frac{pl}{\psi}, \quad \psi = \frac{3\gamma p_{g0}}{\rho_{l0}^0} \left( 1 + (\gamma - 1) \Pi_g(y_g) - \frac{3}{i\omega t_h} \right)^{-1} - \omega^2 a_0^2 - 4i\nu_l \omega. \quad (2.5)$$

Подставляя (2.5) в первое уравнение (2.2), получим дисперсионное уравнение:

$$K^2 = \omega^2 \left[ \frac{\alpha_{l0}^2}{C_l^2} + \frac{3\alpha_{l0}\alpha_{g0}}{\frac{3\gamma p_0}{\rho_l^0} \left( (1 + (\gamma - 1) \Pi_g(y_g)) - \frac{3}{i\omega t_h} \right)^{-1} - \omega^2 a_0^2 - 4i\nu_l \omega} \right]. \quad (2.6)$$

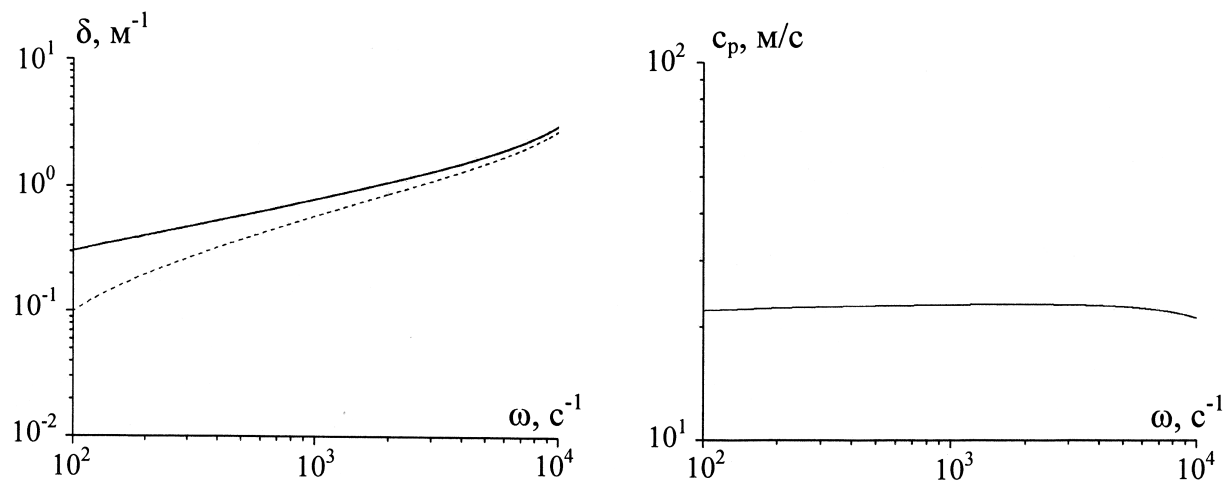
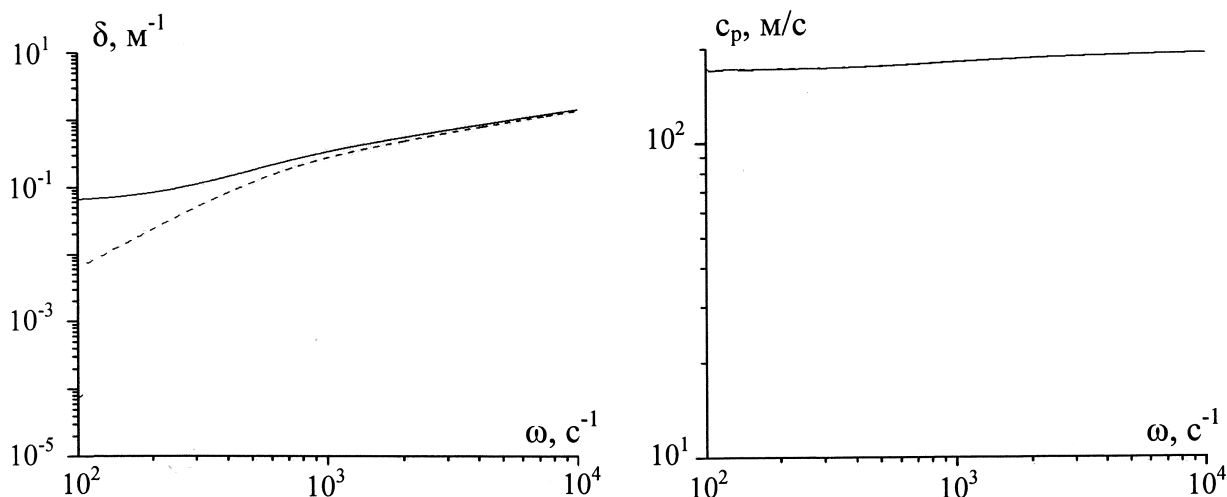
### § 3. Численный анализ

Приведем числовые значения входящих в дисперсионное соотношение (2.6) параметров смеси воды с пузырьками воздуха, метана и фреона-12 при  $p_{l0} = 0,1$  МПа,  $T_0 = 300$  К:

$$C_l = 1500 \text{ м/с}, \quad \rho_{l0}^0 = 10^3 \text{ кг/м}^3, \quad \nu_l = 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с};$$

параметры для воздуха:

$$\lambda_g = 2,6 \cdot 10^{-2} \text{ кг} \cdot \text{м}/(\text{с}^3 \cdot \text{К}), \quad c_{pg} = 1000 \text{ м}^2/(\text{с}^2 \cdot \text{К}), \quad \rho_{g0}^0 = 1,3 \text{ кг/м}^3, \quad \gamma = 1,4;$$

а) для системы вода–фреон-12 при  $p_{l0} = 44 \cdot 10^3$  Паб) для системы вода–метан при  $p_{l0} = 2,76 \cdot 10^6$  Па

**Рис. 2.** Влияние процесса гидратообразования на зависимость фазовой скорости и коэффициента затухания от частоты возмущения при следующих начальных данных:  $T_0 = 274$  К,  $a_0 = 0,5 \cdot 10^{-3}$  м,  $\alpha_{g0} = 0,104$ ,  $\beta = 3 \cdot 10^{-5}$ . Сплошная линия соответствует процессу гидратообразования, пунктирная — его отсутствию

параметры для фреона-12:

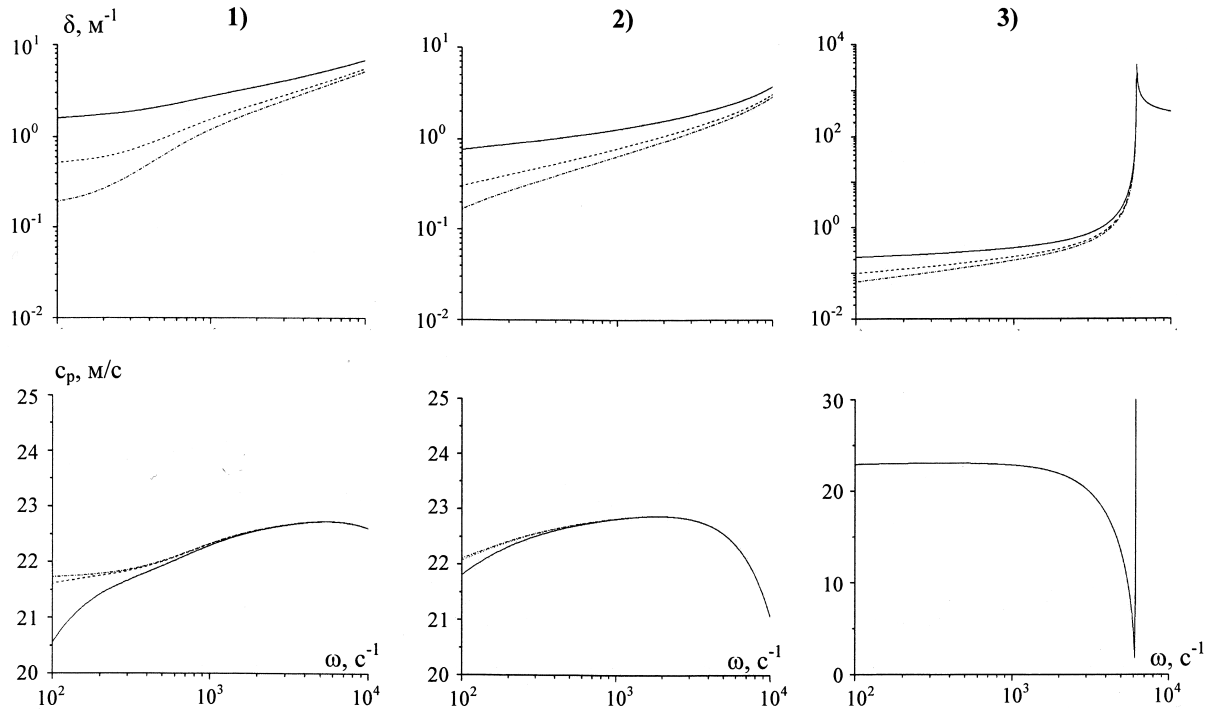
$$\lambda_g = 8,7 \cdot 10^{-2} \text{ кг} \cdot \text{м}/(\text{с}^3 \cdot \text{К}), \quad c_{pg} = 590 \text{ м}^2/(\text{с}^2 \cdot \text{К}), \quad \rho_{g0}^0 = 5,3 \text{ кг}/\text{м}^3, \quad \gamma = 1,14;$$

параметры для метана:

$$\lambda_g = 3,04 \cdot 10^{-2} \text{ кг} \cdot \text{м}/(\text{с}^3 \cdot \text{К}), \quad c_{pg} = 2193 \text{ м}^2/(\text{с}^2 \cdot \text{К}), \quad \rho_{g0}^0 = 0,717 \text{ кг}/\text{м}^3, \quad \gamma = 1,33.$$

На рис. 1 представлены расчетные данные для коэффициента затухания в случаях содержания в жидкости пузырьков воздуха, фреона-12 и метана. При данных условиях образования гидрата не происходит. Из рисунка видно, что для воздуха и метана значения коэффициентов затухания близки друг к другу, в отличие от показаний для фреона-12. Это связано с небольшим отличием их теплофизических параметров  $\gamma$  и  $\lambda_g$ .

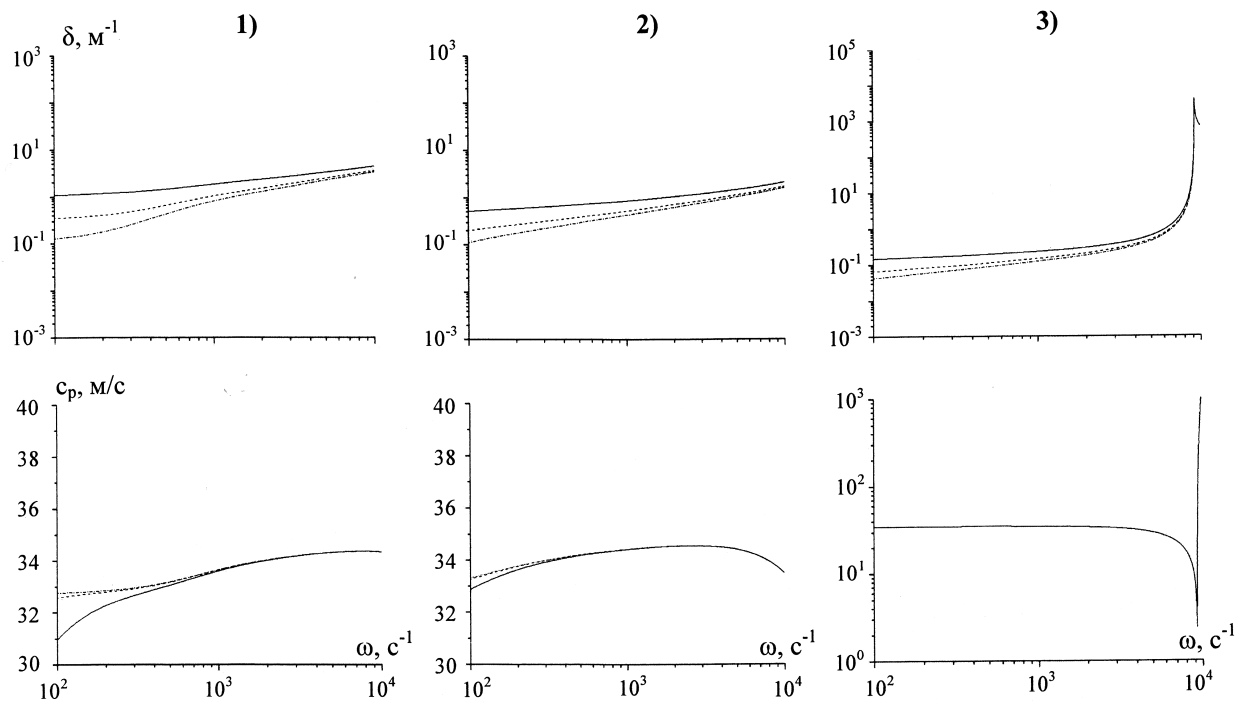
На рис. 2 представлены результаты расчетов фазовой скорости и коэффициента затухания для систем вода–фреон-12 и вода–метан, находящихся при температуре 274 К, соответствующем равновесном давлении гидратообразования ( $p_{l0} = 44 \cdot 10^3$  Па и  $p_{l0} = 2,76 \cdot 10^6$  Па, соответственно) и объемном газовом содержании  $\alpha_g = 0,104$ . Расчет выполнен при значении



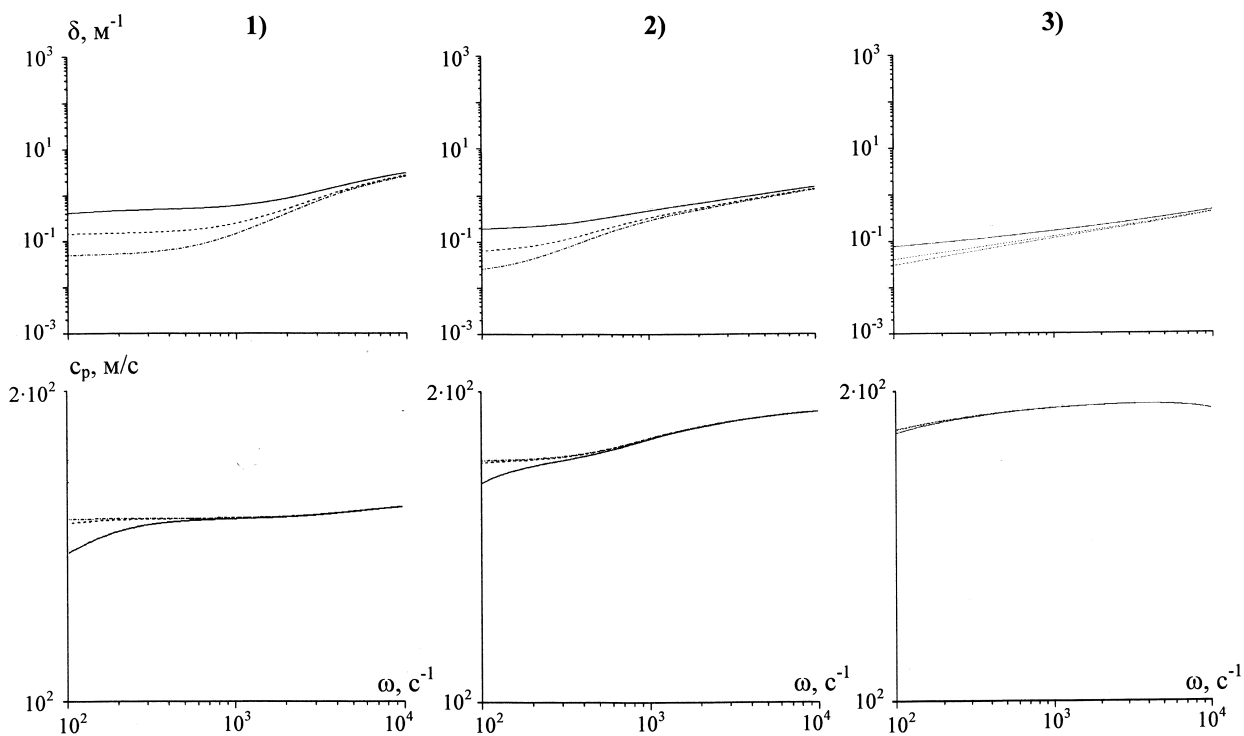
**Рис. 3.** Зависимость фазовой скорости и коэффициента затухания для системы вода–фреон-12 от дисперсности смеси и частоты возмущений при различных коэффициентах аккомодации:  $p_{10} = 44 \cdot 10^3$  Па,  $T_0 = 274$  К,  $\alpha_{g0} = 0,104$ . Цифра 1) соответствует  $a_0 = 0,2 \cdot 10^{-3}$  м; 2) —  $a_0 = 0,5 \cdot 10^{-3}$  м; 3) —  $a_0 = 2 \cdot 10^{-3}$  м. Сплошная линия —  $\beta = 10^{-4}$ ; пунктирная —  $\beta = 3 \cdot 10^{-5}$ ; штрих-пунктирная —  $\beta = 10^{-5}$

коэффициента аккомодации  $3 \cdot 10^{-5}$ . Сплошные и пунктирные линии получены при расчетах, учитывающих процесс образования гидрата и не учитывающих его, что соответствует условию  $t_h = \infty$ . Из представленных графиков для системы вода–фреон-12 (рис. 2 (a)) видно, что на фазовую скорость гидратообразование не оказывает сильного влияния, и кривые сливаются в одну. Ее значение  $\approx 21$  м/с, что достаточно хорошо согласуется с оценкой по формуле  $C_p = \sqrt{\gamma p_0 / \alpha_g \rho_l^0}$ . Коэффициент же затухания в области низких частот в ходе образования гидрата увеличивает свое значение в 2 раза и при частоте колебаний, равной приблизительно 15 Гц, принимает значение  $0,2 \text{ м}^{-1}$ . С ростом частоты возмущений разница в значениях коэффициента затухания уменьшается. Из рис. 2 (b), соответствующему системе вода–метан, следует, что коэффициент затухания в этом случае принимает меньшее значение по сравнению со случаем газа фреон-12, а также что процесс образования гидрата для данной системы приводит к увеличению его значения примерно на порядок. Фазовая скорость также значительно возросла. С ростом частоты возмущений в случае газа метана характерно более быстрое уменьшение разности между показаниями коэффициента затухания соответствующих случаю образования гидрата и его отсутствию.

На рис. 3 представлена зависимость фазовой скорости и коэффициента затухания для системы вода–фреон-12 от дисперсности среды и частоты при разных коэффициентах аккомодации. Из рисунка видно, что коэффициент затухания с ростом размеров пузырьков уменьшает свое значение в разы. На фазовую скорость дисперсность среды не оказывает столь сильного влияния. В области низких частот в зависимости от интенсивности образования гидрата, которая определяется различными значениями коэффициента аккомодации, наблюдается существенное различие между коэффициентами затухания. Причем с увеличением частоты это различие уменьшается. Таким образом, при определении значения коэффициента аккомодации для процесса образования гидрата акустическими методами следует использовать низкие частоты и мелкодисперсную жидкость. В области более высоких частот для пузырьков разме-



a) фреон-12 при  $T_0 = 278$  К и  $p_{l0} = 0,1 \cdot 10^6$  Па



b) метан при  $T_0 = 274$  К и  $p_{l0} = 2,76 \cdot 10^6$  Па

**Рис. 4.** Зависимость фазовой скорости и коэффициента затухания от дисперсии смеси и частоты возмущений при различных коэффициентах аккомодации для  $\alpha_{g0} = 0,104$ . Цифра 1) соответствует  $a_0 = 0,2 \cdot 10^{-3}$  м; 2) —  $a_0 = 0,5 \cdot 10^{-3}$  м; 3) —  $a_0 = 2 \cdot 10^{-3}$  м. Сплошная линия —  $\beta = 10^{-4}$ ; пунктирная —  $\beta = 3 \cdot 10^{-5}$ ; штрих-пунктирная —  $\beta = 10^{-5}$

ром  $2 \cdot 10^{-3}$  м наблюдается скачок в значениях коэффициента затухания и фазовой скорости. Это связано с совпадением частоты возмущения с собственной частотой колебания пузырька.

Так, для случая, представленного на этом рисунке, частота Миннаэрта [11] для пузырьков фреона-12 составляет приблизительно  $6 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ .

На рис. 4 приведен сравнительный расчет для фреона-12 (рисунок *a*) и метана (рисунок *b*) при  $T_0 = 278 \text{ К}$ ,  $p_{t0} = 0,1 \cdot 10^6 \text{ Па}$  и  $T_0 = 274 \text{ К}$ ,  $p_{t0} = 2,76 \cdot 10^6 \text{ Па}$ , соответственно. Из полученных результатов можно заключить, что при данных равновесных значениях коэффициент затухания для фреона-12 принимает более низкие значения. Фазовая скорость, наоборот, увеличивается так же, как и разброс ее значений в зависимости от коэффициента аккомодации в области низких частот. Коэффициент затухания для метана принимает более низкие значения, в отличие от случая с фреоном-12. Фазовая скорость, наоборот, принимает большие значения по сравнению с вышеописанными расчетами.

#### § 4. Заключение

Решена задача об акустическом воздействии на жидкость с пузырьками гидратообразующего газа. Установлено, что процесс гидратообразования в системе вода–фреон-12, находящейся на линии равновесия вода–гидрат–фреон, в зависимости от дисперсности смеси и частоты возмущений, может привести к росту коэффициента затухания в несколько раз. Вследствие чего для определения коэффициента аккомодации в процессе образования гидрата акустическими методами следует использовать низкие частоты возмущений и мелкодисперсную жидкость. Также записано дисперсионное уравнение для волнового числа и проанализированы параметры, влияющие на интенсивность перехода газа в гидратное состояние.

Авторы выражают благодарность д.ф.-м.н., профессору В. Ш. Шагапову за полезные замечания и постоянный интерес к исследовательской работе.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Декснис Б.К. Распространение умеренно сильных ударных волн в двухфазной среде // Изв. АН Латв. ССР. Серия физических и технических наук. 1978. № 1. С. 75–81.
2. Crespo A. Sound and shock waves in liquids containing bubbles // Phys. Fluids. 1969. Vol. 12. № 11. P. 2274–2282.
3. Нигматулин Р.И., Шагапов В.Ш., Гималтдинов И.К., Галимзянов М.Н. Двумерные волны давления в жидкости, содержащей пузырьковые зоны // Доклады Академии Наук. 2001. Т. 378. № 6. С. 763–768.
4. Кедринский В.К. Распространение возмущений в жидкости, содержащей пузырьки газа // Прикладная механика и техническая физика. 1968. № 4. С. 29–34.
5. Шагапов В.Ш., Гималтдинов И.К., Галимзянов М.Н. Двумерные волны давления в жидкости, содержащей пузырьки // Механика жидкости и газа. 2002. № 2. С. 139–147.
6. Галимзянов М.Н. Распространение волн сжатия в пузырьковых зонах конечных размеров // Вестник Удмуртского университета. Математика. Механика. Компьютерные науки. 2010. Вып. 2. С. 57–66.
7. Айдагулов Р.Р., Хабеев Н.С., Шагапов В.Ш. Структура ударной волны в жидкости с пузырьками газа с учетом нестационарного межфазного теплообмена // Прикладная механика и техническая физика. 1977. № 3. С. 67–74.
8. Кутателадзе С.С., Накоряков В.Е. Теплообмен и волны в газожидкостных системах. Новосибирск: Наука, 1984. 301 с.
9. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Ч. 1. М.: Наука, 1987. 464 с.
10. Шагапов В.Ш., Лепихин С.А., Чиглинцев И.А. Распространение волн сжатия в пузырьковой жидкости // Теплофизика и аэромеханика. 2010. Т. 17. № 2. С. 247–260.
11. Minaert M. On musical air-bubbles and sound of running water // Philos. Mag. Ser. 7. 1933. Vol. 16. № 104. P. 235.



Галимзянов Марат Назипович, к. ф.-м. н., с.н.с., лаборатория Дифференциальные уравнения механики, Институт механики УфНЦ РАН, 450054, Россия, г. Уфа, пр. Октября, 71. E-mail: monk@anrb.ru

Лепихин Сергей Анатольевич, к. ф.-м. н., кафедра естественнонаучных дисциплин, Сургутский институт нефти и газа (филиал), Тюменский государственный нефтегазовый университет, 628404, Россия, г. Сургут, ул. Энтузиастов, 38. E-mail: sg81@bk.ru

Чиглинец Игорь Александрович, к. ф.-м. н., кафедра прикладной математики, информатики и механики, Бирская государственная социально-педагогическая академия, 452453, Россия, г. Бирск, ул. Интернациональная, 10. E-mail: schnik@mail.ru

*M. N. Galimzianov, S. A. Lepikhin, I. A. Chiglintsev*

### Propagation of small perturbations in bubble liquid with hydrate-generating gas

*Keywords:* bubbly liquid, the acoustic wave, equilibrium state, hydrate-generative.

Mathematical Subject Classifications: 76L05, 76T10, 76Q05

The problem of acoustic effect on the liquid with hydrate-generating gas bubbles is solved. The gas used were Freon-12 and Methane. The system was in the equilibrium hydrate-generating conditions. The dispersion equation for the wave number is obtained. The dependences of the phase velocity and the decrement of dumping on the dispersity of the gas-liquid mixture and on the frequency of disturbance under the hydrate-generating conditions and in the absence of hydrate-generating, were obtained. The parameters affecting the intensity of the gas transition into the hydrate state were defined.

#### REFERENCES

1. Deksnis B.K.. Propagation of moderately strong shock waves in two-phase medium, *Izv. Acad. Sci. Latv. SSR, Physical and Technical Sciences*, 1978, no. 1, pp. 75–81.
2. Crespo A. Sound and shock waves in liquids containing bubbles, *Phis. Fluids*, 1969, vol. 12, no. 11, pp. 2274–2282.
3. Nigmatulin R.I., Shagapov V.Sh., Gimaltdinov I.K., Galimzianov M.N. Two-dimensional pressure waves in a liquid containing bubble zones, *Doklady Physics*, 2011, vol. 46, no. 6, pp. 445–451.
4. Kedrinskii V.K. Propagation of disturbance in liquid containing gas bubbles, *Prikl. Mekh. Tekhn. Fiz.*, 1968, no. 4, pp. 29–34.
5. Shagapov V.Sh., Gimaltdinov I.K., Galimzianov M.N. Two-dimensional pressure waves in a fluid with bubbles, *Fluid Dynamics*, 2002, vol. 37, no. 2, pp. 294–301.
6. Galimzianov M.N. Propagation of compression waves in finite-size bubbles zones, *Vestn. Udmurt. Univ. Mat. Mekh. Komp'yut. Nauki*, 2010, vol. 2, pp. 57–66.
7. Aidagulov R.R., Khabeev N.S., Shagapov V.Sh. Structure of a shock wave in a liquid with gas bubbles with unsteady interphase heat transfer, *Prikl. Mekh. Tekhn. Fiz.*, 1977, no. 3, pp. 67–74.
8. Kutateladze S.S., Nakoryakov V.E. *Teplomassoobmen i volny v gazozhidkostnykh sistemakh* (Heat and mass transfer and waves in gas-liquid systems), Novosibirsk: Nauka, 1984, 301 p.
9. Nigmatulin R.I. *Dinamika mnogofaznykh sred. Ch. 1* (Dynamics of Multiphase Media, vol. I), Moscow: Nauka, 1987, 464 p.
10. Shagapov V.Sh., Lepikhin S.A., Chiglintsev I.A. Propagation of compression waves in bubbly liquid with hydrate formation, *Thermophysics and Aeromechanics*, 2010, vol. 17, no. 2, pp. 229–241.
11. Minaert M. On musical air-bubbles and sound of running water, *Philos. Mag. Ser. 7.*, 1933, vol. 16, no. 104, p. 235.

Received 20.03.2012

Galimzyanov Marat Nazipovich, Candidate of Physics and Mathematics, Senior Researcher, Institute of Mechanics, Ufa Centre of the Russian Academy of Sciences, pr. Oktyabrya, 71, Ufa, 450054, Russia. E-mail: monk@anrb.ru

Lepikhin Sergei Anatol'evich, Candidate of Physics and Mathematics, Department of Natural Sciences, Surgut Institute of Oil and Gas, Branch of Tyumen State Oil and Gas University, ul. Entuziastov, 38, Surgut, 628404, Russia. E-mail: sg81@bk.ru

Chiglintsev Igor Aleksandrovich, Candidate of Physics and Mathematics, Birk State Social-Pedagogical Academy, ul. Internatsional'naya, 10, Birk, 452453, Russia. E-mail: schnik@mail.ru