УДК 534.18
DOI: 10.15372/PMTF202215181

ОСОБЕННОСТИ ПРОХОЖДЕНИЯ ИМПУЛЬСНЫХ СИГНАЛОВ ЧЕРЕЗ СЛОЙ С ПАРОГАЗОВЫМИ ПУЗЫРЬКАМИ В ВОДЕ

В. Ш. Шагапов, З. А. Булатова*, Г. Ф. Шаяхметов*

Институт механики им. Р. Р. Мавлютова Уфимского федерального исследовательского центра РАН, Уфа, Россия
* Институт нефтепереработки и нефтехимии Уфимского государственного нефтяного технического университета, Салават, Россия
E-mails: shagapov@rambler.ru, b_za@mail.ru, gazinurslvvuz@mail.ru

Представлены результаты исследования динамики волнового сигнала при прохождении через парогазовые пузырьковые “завесы” в жидкости с учетом тепломассопереноса на межфазной поверхности в акустическом приближении. На основе численных расчетов с помощью метода быстрого преобразования Фурье получены волновые картины для импульсов давления и исследовано влияние различных параметров состояния жидкости с парогазовыми пузырьками на отражение и прохождение акустических волн через “завесу”.

Ключевые слова: акустические волны, парогазовые пузырьки, массовая концентрация пара в пузырьках, коэффициент диффузии, теплопроводность

Введение. При использовании технологических процессов, сопровождаемых взрывами и вибрациями, актуальны проблемы защиты от ударных и шумовых воздействий на окружающую среду. В частности, при демонтаже подводных объектов (например, нефтяных и газовых трубопроводов), когда используется энергия взрыва, должны соблюдаться правила безопасности и экологические нормы. Для защиты подводной флоры и фауны, а также других объектов в различных технологических процессах от воздействия ударных волн можно использовать “завесы” с пузырьками. При этом исследуется возможность смягчения воздействия волн давления под влиянием пузырьковой “завесы” в жидкости.

Интерес к изучению проблем акустики в пузырьковых средах возник достаточно давно [1]. В работе [2] рассмотрен случай распространения двумерной волны в жидкости, содержащей пузырьки. Отражение и преломление на границе “чистой” воды и воды, содержащей паровые пузырьки, при падении акустической волны по нормали, а также распространение слабых возмущений в перегретой водовоздушной пузырьковой среде изучались в [3–5]. В работах [6, 7] рассмотрена динамика пульсации газового пузырька в сжимаемой и несжимаемой жидкостях, а также в аномально сжимаемой жидкости. В работе [8] выполнены численные расчеты и экспериментальные исследования распространения ударной волны в жидкости, содержащей пузырьковый слой. В [9] исследовано влияние на динамику в жидкости пузырька, наполненного активной газовой смесью и схлопывающегося под действием ударной волны, инертных и химически реагирующих добавок в виде микрокапель. В работах [10–13] представлены экспериментальные данные о распространении волн

Работа выполнена в рамках государственного задания на 2019–2022 гг. № 0246-2019-0052.

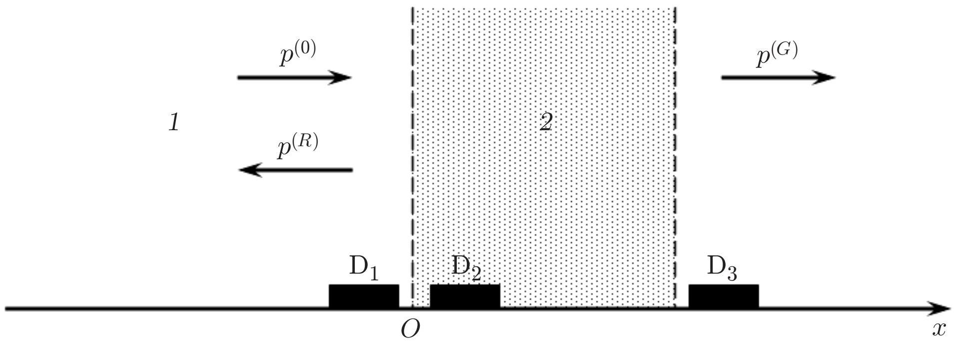

Рис. 1. Схема парогазовой пузырьковой “завесы” в жидкости:
1 — “чистая” жидкость, *2* — жидкость с парогазовой пузырьковой “завесой”

в пузырьковых слоях жидкости. В [14] решена задача об отражении акустической волны от многослойной среды, содержащей слой многофракционной пузырьковой жидкости. В работе [15] изучено влияние фазовых переходов капель, покрытых оболочкой, на динамику акустических волн в жидкости, а также в вязкоупругой среде [16]. В [17, 18] исследована динамика слабых импульсных возмущений в пористой среде, насыщенной “чистой” жидкостью и жидкостью с пузырьками.

В настоящей работе исследуется эволюция акустических волн при прохождении через слой жидкости, содержащий парогазовые пузырьки. Проанализированы закономерности распространения и затухания гармонических волн в жидкости, содержащей парогазовые пузырьковые “завесы”, а также динамика волн при различных значениях температуры жидкости, размеров и объемной доли пузырьков, толщины “завесы”.

Постановка задачи и основные уравнения. Рассмотрим процесс распространения акустической волны через пузырьковую “завесу” конечной толщины в жидкости (рис. 1). Для этой системы используем следующие общепринятые допущения: жидкость является однородной и акустически сжимаемой; сферические пузырьки помимо пара содержат не растворимый в жидкой фазе газ; для пузырькового слоя жидкости вязкостные и теплообменные процессы учитываются лишь в случае межфазных взаимодействий жидкости и пузырьков при распространении волновых возмущений; выбранный тензор напряжений является шаровым (жидкость с парогазовыми пузырьками является идеальной); длина рассматриваемой волны меньше толщины пузырьковой “завесы”. При описании межфазных тепло- и массообменных процессов в пузырьковом слое используем ячеистую схему [1]. Движение двухфазной среды в целом является адиабатическим и, следовательно, выполняется условие адиабатичности ячейки [3].

Процесс эволюции волнового сигнала при прохождении через “завесу” можно разделить на несколько этапов. Возмущения на участках в “чистой” жидкости и в жидкости с парогазовыми пузырьками представляют собой плоскоодномерные акустические волны. Необходимо также учитывать процесс перехода волновых сигналов через границу этих участков. Будем полагать, что датчики D_1–D_3, фиксирующие изменение давления в акустической волне, последовательно расположены перед “завесой”, внутри нее и за ней.

В соответствии с [5] для описания процессов распространения акустических волн линеаризованные уравнения сохранения массы жидкости и парогазовых пузырьков, уравнение сохранения числа пузырьков и импульсов запишем в односкоростном приближении

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \rho_{g0}\,\frac{\partial v_g}{\partial x} = I, \qquad \frac{\partial \rho_l}{\partial t} + \rho_{l0}\,\frac{\partial v_l}{\partial x} = -I, \qquad I = 4\pi a_0^2 n_0 j,$$
$$\frac{\partial n}{\partial t} + n_0\,\frac{\partial v}{\partial x} = 0, \qquad \rho_{l0}^0(1-\alpha_{g0})\,\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial p_l}{\partial x} = 0, \qquad \alpha_{g0} = \frac{4}{3}\,\pi a_0^3 n_0, \qquad (1)$$

$$\alpha_{l0} + \alpha_{g0} = 1, \qquad \rho_{i0} = \rho_{i0}^0 \alpha_i, \qquad i = l, g.$$

Здесь нижние индексы l, g соответствуют жидкой и газовой фазам; ρ_i, ρ_i^0, v_i, p, α_i, a, n — средняя по объему и средняя по фазе плотности, скорость, давление, объемная доля, радиус и количество пузырьков в единице объема смеси соответственно; I, j — интенсивности фазовых переходов, отнесенные к единице объема и к единице площади поверхности раздела фаз; нижний индекс "0" соответствует значению параметров в невозмущенном состоянии.

В предположении, что "чистая" жидкость и жидкость с парогазовыми пузырьками находятся при одинаковых температуре и давлении, в случае механического и теплового равновесия системы жидкость — парогазовые пузырьки при состояниях, далеких от критического, выполняются условия

$$p_{v0} + p_{a0} = p_0 + \frac{2\sigma}{a_0}, \qquad p_{v0} = p_s(T_0), \tag{2}$$

где p_{v0}, p_{a0} — парциальные давления пара и газа в пузырьках; нижние индексы v и a соответствуют пару и газу в пузырьке; σ — коэффициент поверхностного натяжения жидкости; p_s — давление на линии насыщения.

Уравнение состояния для жидкой фазы имеет вид

$$p_l = p_0 + C_l^2(\rho_l^0 - \rho_{l0}^0) \tag{3}$$

(C_l — скорость звука в жидкости).

Для описания радиального движения пузырька уравнение Рэлея — Ламба запишем в линеаризованном виде

$$\rho_{l0}^0 a_0 \frac{\partial^2 a}{\partial t^2} + 4\,\frac{\rho_{l0}^0 \nu_l^{(\mu)}}{a_0}\,\frac{\partial a}{\partial t} = p_g - p_l + \frac{2\sigma}{a_0^2}\,a \tag{4}$$

($\nu_l^{(\mu)}$ — кинематическая вязкость жидкости) с учетом капиллярных сил и в предположении, что радиальная скорость состоит из двух слагаемых [4]:

$$w = w^{(R)} + w^{(A)}, \qquad \frac{\partial a}{\partial t} = w.$$

Акустическую добавку $w^{(A)}$ запишем аналогично тому, как это сделано при решении задачи о сферической разгрузке:

$$w^{(A)} = \frac{p_g - p_l}{\rho_{l0}^0 C_l \alpha_{g0}^{1/3}}. \tag{5}$$

При распространении акустической волны температура в жидкости вокруг пузырька изменяется. Для описания распределения температуры и массовой доли пара внутри ячейки введем микрокоординату r, отсчитываемую от центра ячейки: $T_g'(t,x,r)$, $k'(t,x,r)$ (штрихи соответствуют микропараметрам).

Уравнение сохранения массы пузырька связывает микроплотность $\rho_g'^0(t,x,r)$ со средней по парогазовой фазе массой m_g:

$$\frac{\partial m_g}{\partial t} + v\,\frac{\partial m_g}{\partial x} = 4\pi a^2 j, \qquad m_g = \int_0^a 4\pi r^2 \rho_g'^0\,dr.$$

Для парогазовых пузырьков уравнение состояния примем в виде уравнения Клапейрона — Менделеева

$$p_g = \rho_g^0 B_g' T_g', \tag{6}$$

где

$$B'_g = B_a + (B_v - B_a)k', \qquad k' = k'_v = \rho'^0_v/\rho'^0_g, \qquad \rho'^0_g = \rho'^0_v + \rho'^0_a,$$

B'_g — приведенная газовая постоянная для газовой фазы; $\rho'^0_g(t,x,r)$, $T'_g(t,x,r)$, $k'(t,x,r)$ — распределения плотности, температуры и массовой доли пара в пузырьках соответственно; нижний индекс "0" соответствует исходному невозмущенному состоянию, верхний — истинному значению параметра.

Для учета тепломассообмена между пузырьками и жидкостью в пределах ячейки систему уравнений теплопроводности, диффузии внутри пузырька и в жидкости вокруг пузырька запишем в виде

$$\rho^0_{g0} c_g \frac{\partial T'_g}{\partial t} = \frac{\lambda_g}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\Big(r^2 \frac{\partial T'_g}{\partial r}\Big) + \frac{\partial p_g}{\partial t}, \qquad 0 < r < a_0,$$
$$\frac{\partial k'}{\partial t} = \frac{D}{r^2}\Big(\frac{\partial}{\partial r} r^2 \frac{\partial k'}{\partial r}\Big), \qquad 0 < r < a_0, \tag{7}$$
$$\rho^0_{l0} c_l \frac{\partial T'_l}{\partial t} = \frac{\lambda_l}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\Big(r^2 \frac{\partial T'_l}{\partial r}\Big), \qquad a_0 < r < a_*, \quad a_* = a_0\alpha_{g0}^{-1/3},$$

где λ_i, c_i — теплопроводность и удельная теплоемкость при постоянном давлении; D — коэффициент диффузии; a_* — радиус ячейки.

Полагая, что на межфазной поверхности $r = a_0$ выполняются условия межфазного равновесия для пара и воды, можно записать

$$p_g = \rho^0_{g(a)}(B_a + (B_v - B_a)k_{(a)})T_{(a)}, \qquad p_{v(a)} = p_s(T_{(a)}) = \rho^0_{g(a)}B_{v(a)}k_{(a)}T_{(a)}. \tag{8}$$

На поверхности раздела фаз для системы пар — вода должно выполняться уравнение Клапейрона — Клаузиуса

$$\frac{dp_{v(a)}}{dT_{(a)}} = \frac{\rho^0_g k_{(a)} L}{T_{(a)}}, \tag{9}$$

где L — удельная теплота парообразования; $T_{(a)}$, $k_{(a)}$ — возмущения температуры и массовой доли пара на поверхности пузырька. Граничные условия на поверхности пузырьков, следующие из уравнения баланса тепла и массы, с учетом массообмена принимают вид

$$T'_g = T'_l = T_{(a)}, \qquad k' = k_{(a)}, \qquad \lambda_l \frac{\partial T_l}{\partial r} - \lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial r} = jL, \qquad r = a_0,$$
$$j = \frac{D}{1 - k_0}\Big(\frac{\partial k'}{\partial r}\Big)\Big|_{r=a_0}.$$

Вследствие отсутствия теплообмена (условие адиабатичности ячеек) для поля температур и массовой доли пара в центре ячеек и на границе раздела между соседними ячейками должны выполняться граничные условия

$$\frac{\partial k'}{\partial r} = 0, \qquad \frac{\partial T'_g}{\partial r} = 0 \quad (r = 0), \qquad \frac{\partial T'_l}{\partial r} = 0 \quad (r = a_* = a_0\alpha_0^{-1/3}).$$

Для исходного равновесного состояния запишем уравнение, связывающее массовую долю пара в пузырьке с температурой T_0:

$$\frac{p_s(T)}{p_{g0}} = \frac{B_{v(a)}k_0}{B_a + (B_v - B_a)k_0}, \qquad p_s(T) = p_* \exp\Big(-\frac{T_*}{T}\Big),$$

где T_*, p_* — эмпирические параметры, зависящие от типа жидкости.

Пусть на плоскую границу раздела между "чистой" и пузырьковой жидкостями падает плоская гармоническая волна. Как и в случае обычных однофазных сред, будем полагать, что отраженная от границы и преломленная волны являются плоскими гармоническими волнами. Тогда на границе раздела можно задать только два граничных условия для непрерывности давления и неразрывности среды:

$$p^{(O)} + p^{(R)} = p^{(G)}, \qquad v^{(O)} + v^{(R)} = v^{(G)}, \tag{10}$$

где верхние индексы "(O)", "(R)", "(G)" соответствуют падающей, отраженной и проходящей волнам.

Дисперсионное соотношение. Задачу будем решать численно с использованием метода быстрого преобразования Фурье [15]. Для этого необходимо записать дисперсионные уравнения для зон пузырьковой и "чистой" жидкостей. Для системы уравнений (1)–(5), (6)–(9) решение для возмущений параметров ищем в виде затухающих бегущих волн:

$$\begin{gathered}(p, v, a, n) = A_{(p)}, A_{(v)}, A_{(a)}, A_{(n)}\, \mathrm{e}^{i(Kx-\omega t)},\\ T' = A_{(T)}(r)\, \mathrm{e}^{i(Kx-\omega t)}, \qquad k' = A_{(k)}(r)\, \mathrm{e}^{i(Kx-\omega t)}, \qquad K = k + i\delta, \quad C_p = \omega/k,\end{gathered} \tag{11}$$

где ω — круговая частота; K — комплексное волновое число; δ — коэффициент затухания; C_p — фазовая скорость.

Из условия существования решения системы уравнений (1)–(5) и (6)–(9) в виде (11) следует дисперсионное соотношение, аналогичное полученному в [5]:

$$\frac{K^2}{\omega^2} = \frac{1}{C_l^2} + 3\,\frac{\rho_{l0}^0 \alpha_{g0}}{\psi}, \tag{12}$$

где

$$\psi = \frac{3\gamma p_{g0}}{Q} - \frac{\rho_{l0}^0 \omega^2 a_0^2}{\xi} - 4i\rho_{l0}^0 \nu_l^{(\mu)} \omega - \frac{2\sigma}{a_0}, \quad p_{g0} = p_0 + \frac{2\sigma}{a_0}, \quad \xi = 1 - i\omega t_A, \quad t_A = \frac{a_0}{\sqrt[3]{\alpha_{v0}}\, C_l},$$

$$Q = 1 + \Big(\frac{\gamma - 1}{k_0}\, H_a \,\mathrm{kh}\,(y_g) + \frac{\gamma}{1 - k_0}\, H_v \,\mathrm{kh}\,(z)\Big) \Big/ \Big(\frac{H_a}{k_0} + \frac{\gamma\,\mathrm{kh}\,(z)}{(1 - k_0)\beta\,\mathrm{sh}\,v(y_l)}\Big),$$

$$y_l = \sqrt{-\frac{i\omega a_0^2}{\nu_l^{(T)}}}, \quad z = \sqrt{-\frac{i\omega a_0^2}{D}}, \quad \beta = (\gamma - 1)\eta H_v \chi^2, \quad \eta = \frac{\rho_{l0}^0 c_l}{\rho_{g0}^0 c_g}, \quad \chi = \frac{c_g T_0}{L},$$

$$H_v = \frac{B_v}{B_0}, \quad H_a = \frac{B_a}{B_0}, \quad H = H_v - H_a,$$

$$\mathrm{kh}\,(x) = 3(x \,\mathrm{cth}\, x - 1)x^{-2}, \quad \mathrm{sh}\,v(x) = \frac{3}{x^2}\Big(1 + \frac{x(A_0 x \,\mathrm{th}\,(x)(A_0 - 1) - 1)}{A_0 x - \mathrm{th}\, x(A_0 - 1)}\Big), \quad A_0 = a_0^{-1/3},$$

$\nu_l^{(T)}$ — температуропроводность жидкости.

В области "чистой" жидкости $\alpha_{g0} = 0$, поэтому дисперсионное уравнение имеет вид

$$\frac{K^2}{\omega^2} = \frac{1}{C_l^2}.$$

Как и в работе [3], при распространении волны из "чистой" жидкости в "завесу" на границе раздела для коэффициентов отражения и прохождения $N = A_{(p)}^{(R)}/A_{(p)}^{(O)}$ и $M = A_{(p)}^{(G)}/A_{(p)}^{(O)}$ с использованием (10), (11) получаем

$$M = 2\Big(1 + \frac{C_l K}{\omega}\, \frac{\rho_{l0}^0}{\rho_{l0}^0 + \rho_{g0}^0}\Big)^{-1}, \qquad N = M - 1. \tag{13}$$

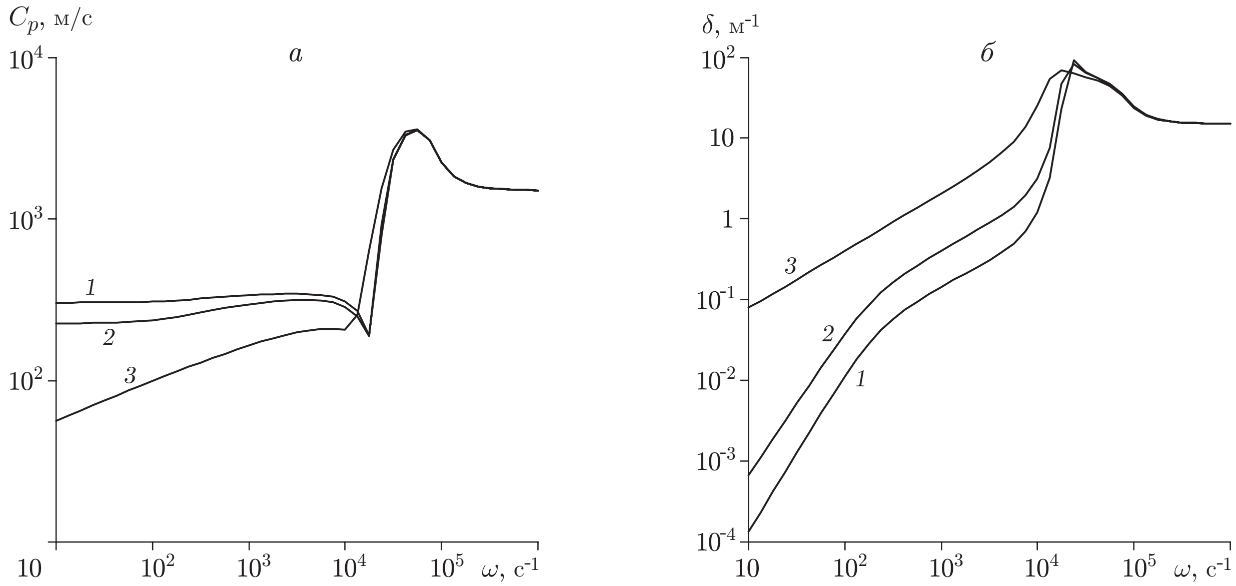

Рис. 2. Зависимости фазовой скорости (*а*) и коэффициента затухания (*б*) от частоты при $p_0 = 0{,}1$ МПа, $\alpha_{g0} = 10^{-3}$, $a_0 = 10^{-3}$ м и различных значениях температуры и массовой доли пара в пузырьках:
1 — $T_0 = 300$ К, $k_0 = 0{,}023$, *2* — $T_0 = 353$ К, $k_0 = 0{,}362$, *3* — $T_0 = 373$ К, $k_0 = 0{,}998$

При распространении волны из пузырьковой "завесы" в "чистую" жидкость на границе раздела для коэффициентов отражения и прохождения получаем

$$M = 2\Big(1 + \frac{\omega}{C_l K}\,\frac{\rho_{l0}^0 + \rho_{g0}^0}{\rho_{l0}^0}\Big)^{-1}, \qquad N = M - 1. \tag{14}$$

Результаты расчетов. С использованием дисперсионного соотношения (12), выражений (13), (14) для определения коэффициентов отражения и прохождения проведены численные расчеты для системы вода — пузырьковый слой при $p_0 = 0{,}1$ МПа и значениях температуры $T_0 = 300$, 353, 373 К; значения остальных физических параметров взяты из [19].

На рис. 2 представлены зависимости фазовой скорости C_p и коэффициента затухания δ акустических возмущений от частоты при $p_0 = 0{,}1$ МПа и значениях начальной температуры $T_0 = 300$, 353, 373 К. Для пузырькового слоя объемная доля составляет $\alpha_{g0} = 10^{-3}$, радиус пузырьков — $a_0 = 10^{-3}$ м. На рис. 2 видно, что в области низких частот ($\omega \leqslant \omega_R$, $\omega_R = a_0^{-1}\sqrt{3\gamma p_0/\rho_{l0}^0}$) с увеличением температуры коэффициент затухания растет, а фазовая скорость уменьшается. В этой области при температуре $T_0 = 373$ К большую роль играют фазовые переходы, вследствие которых парогазовые пузырьки с массовой долей пара $k \approx 1$ становятся менее упругими. В области высоких частот ($\omega_R < \omega < \omega_C$, $\omega_C = \omega_R\sqrt{1 + \rho_{l0}^0\alpha_{g0}C_l^2/(\gamma p_0)}$) коэффициент затухания и фазовая скорость принимают аномально большие значения, поэтому данный диапазон частот соответствует полосе непропускания акустических волн. Для частот $\omega \geqslant \omega_c$ фазовая скорость равна скорости звука в "чистой" жидкости, сжимаемость в парогазовой "завесе" определяется сжимаемостью несущей фазы.

На рис. 3 представлены зависимости фазовой скорости C_p и коэффициента затухания δ акустических возмущений от частоты в пузырьковом слое при объемной доле пузырьков

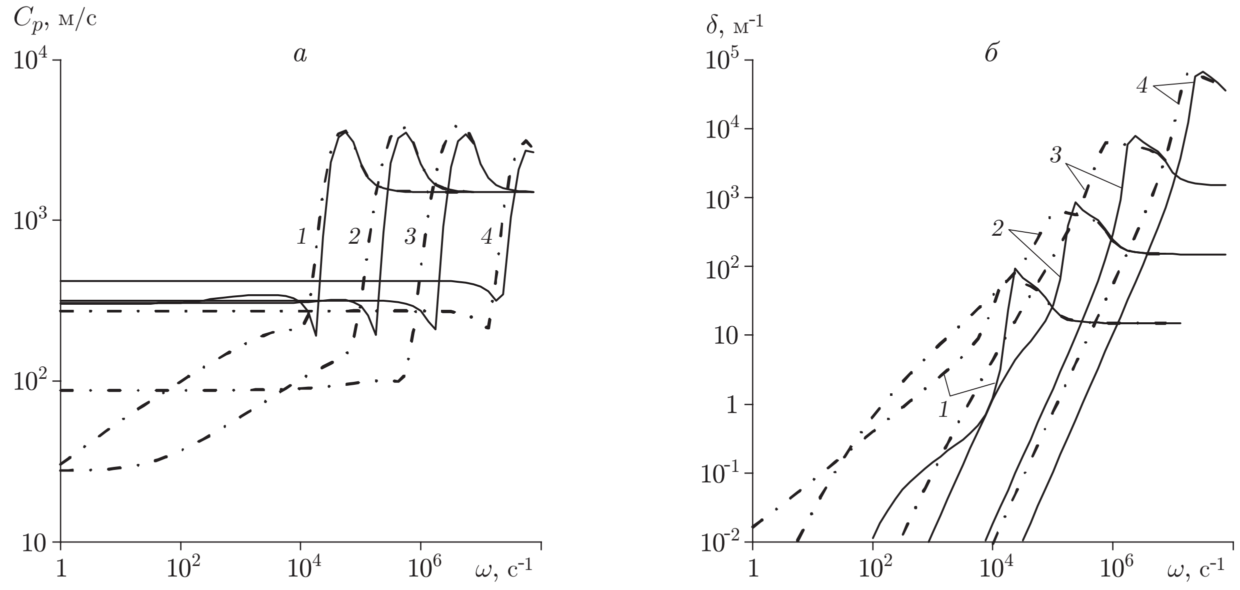

Рис. 3. Зависимости фазовой скорости (*а*) и коэффициента затухания (*б*) от частоты возмущений при различных значениях радиуса пузырьков и температуры:

сплошные линии — $T_0 = 300$ K, штрихпунктирные — $T_0 = 373$ K; *1* — $a_0 = 10^{-3}$ м, *2* — $a_0 = 10^{-4}$ м, *3* — $a_0 = 10^{-5}$ м, *4* — $a_0 = 10^{-6}$ м

$\alpha_{g0} = 10^{-3}$ и различных значениях радиуса пузырьков ($a_0 = 10^{-3}$, 10^{-4}, 10^{-5}, 10^{-6} м) и начальной температуры. Равновесная концентрация пара в пузырьках для указанных значений радиуса при температурах $T_0 = 300$; 373 K соответственно равна $k_0 = 0{,}0230$; 0,0226; 0,0200; 0,0090 и $k_0 = 0{,}998$; 0,983; 0,845; 0,352.

На рис. 3 видно, что в области низких частот ($\omega \leqslant \omega_R$) при $T_0 = 373$ K немонотонный характер зависимости коэффициента затухания акустической волны от радиуса пузырьков обусловлен тем, что с увеличением концентрации пара в пузырьках увеличивается роль фазовых переходов. При радиусе пузырьков $a_0 = 10^{-4}$ м в области низких частот ($\omega \leqslant 10^2$ с$^{-1}$) волны затухают более интенсивно, чем при $a_0 = 10^{-3}$ м (кривая для коэффициента затухания лежит выше). Это обусловлено тем, что при больших температурах дисперсия вследствие тепломассопереноса определяется температурной неравновесностью в жидкости, с увеличением радиуса пузырьков при их фиксированной объемной доле α_{g0} происходит увеличение радиуса $a_0\alpha_{g0}^{-1/3}$ ячейки. При указанных выше частотах возмущений ω перепад температуры в воде вблизи межфазной поверхности реализуется в слоях толщиной $r_\omega \approx (\nu_l^{(T)}/\omega)^{1/2}$. Так, при частоте $\omega = 10^2$ с$^{-1}$ ($\nu_l^{(T)} \approx 10^{-7}$ м^2/с) имеем $r_\omega \approx 0{,}3 \cdot 10^{-2}$ м, радиусы ячеек при $a_0 = 10^{-3}$, 10^{-4} м ($\alpha_{g0} = 10^{-3}$) составляют $a_* = 10^{-2}$; 10^{-3} м. Следовательно, при $a_0 = 10^{-4}$ м на процесс распространения возмущений в жидкости вблизи межфазной поверхности пузырька существенное влияние оказывает температура, вследствие чего реализуется более равновесный режим фазовых переходов.

В области низких частот с увеличением частоты фазовая скорость возмущений для пузырьков радиусом $a_0 = 10^{-4}$, 10^{-3} м возрастает, а для пузырьков радиусом $a_0 = 10^{-5}$, 10^{-6} м значения фазовой скорости не меняются и равны соответственно 87,6, 248,0 м/с. Это обусловлено тем, что с уменьшением радиуса пузырьки становятся упругими, а влияние фазовых переходов уменьшается. В области высоких частот характер распространения возмущений аналогичен показанному на рис. 2: коэффициент затухания и фазовая скорость принимают аномально большие значения.

На рис. 4,*а,б* представлены зависимости модулей и аргументов коэффициентов отражения и прохождения волн от частоты в случае их падения по нормали на границу раздела со стороны “чистой” жидкости при $a_0 = 10^{-3}$ м, $\alpha_{g0} = 10^{-3}$ и указанных выше значениях температуры. Из рис. 4,*а,б* следует, что в области низких частот ($\omega \leqslant \omega_R$) для коэффициента отражения $\arg(N) \approx \pi$, поэтому значение амплитуды отраженной волны давления является отрицательным. Модули коэффициентов отражения и прохождения соответственно равны $|N| \approx 0{,}65$; $0{,}75$; $1{,}00$ и $|M| \approx 0{,}10$; $0{,}25$; $0{,}35$ при $T_0 = 300$, 353, 373 K. Наименьшая амплитуда прошедшего сигнала реализуется в случае, когда система находится в точке кипения при $T_0 = 373$ K. В области высоких частот ($\omega \geqslant \omega_c$) модуль коэффициента отражения близок к нулю, а модуль коэффициента прохождения — к единице. Поэтому волновые сигналы проходят через границу раздела без преломления.

На рис. 4,*в,г* представлены зависимости модулей и аргументов коэффициентов отражения и прохождения волн от их частоты в случае падения волны на границу раздела со стороны “завесы” с парогазовыми пузырьками. Видно, что в области низких частот ($\omega \leqslant \omega_R$) для коэффициента отражения $\arg(N) \approx 0$, поэтому значение амплитуды отраженной волны давления является положительным. Следовательно, по сравнению с пузырьковой “завесой” “чистая” вода является акустически жесткой средой. Модули коэффициентов отражения и прохождения соответственно равны $|N| \approx 0{,}65$; $0{,}75$; $1{,}00$, $|M| \approx 1{,}65$; $1{,}75$; $2{,}00$ при $T_0 = 300$, 353, 373 K. Наибольшая амплитуда соответствует отраженной волне при температуре $T_0 = 373$ K. В области высоких частот ($\omega \geqslant \omega_c$), как и в случае, показанном на рис. 4,*а,б*, короткие волновые сигналы проходят через границу раздела без искажения.

Результаты численных расчетов показывают, что более эффективными для гашения акустических сигналов являются “завесы” при температуре $T_0 = 373$ K, объемной доле газовой фазы $\alpha_{g0} = 10^{-3}$ и радиусах пузырьков $a_0 = 10^{-3}$, 10^{-4} м.

На рис. 5 приведены расчетные осциллограммы, соответствующие показаниям датчиков D_1, D_2, D_3, для волнового сигнала при прохождении через “завесу” толщиной $b = 2$ м с парогазовыми пузырьками в жидкости при $a_0 = 10^{-3}$ м, $\alpha_{g0} = 10^{-3}$ и различных значениях температуры. Исходный сигнал представляет собой импульс давления колоколообразной формы:

$$\tilde{p}^{(O)}(t) = \Delta p_0 \exp\Big(-\Big(\frac{t - t_0}{t_*/2}\Big)^2\Big).$$

Характерная временная протяженность исходного импульса равна $t_* = 10^{-3}$ с.

В предположении, что длина волны много меньше размера пузырькового слоя, исследуем эволюцию волн конечной длительности при прохождении через левую границу “завесы” вода — пузырьковый слой и правую границу пузырьковый слой — вода. Используя преобразование Фурье, соотношения для отраженного и прошедшего через границу импульсов можно записать в виде

$$p^{(R)} = \frac{1}{\pi} \int\limits_0^{\infty} \int\limits_{-\infty}^{\infty} p^{(O)}(0, t') N(\omega)\, \mathrm{e}^{i\omega(t - t')}\, d\omega\, dt',$$

$$p^{(G)} = \frac{1}{\pi} \int\limits_0^{\infty} \int\limits_{-\infty}^{\infty} p^{(O)}(0, t') M(\omega)\, \mathrm{e}^{i\omega(t - t')}\, d\omega\, dt'.$$

Расчетные осциллограммы датчика D_1 соответствуют импульсам давления для сигнала, подошедшего к границе раздела вода — пузырьковый слой, и сигналам, отраженным от “завесы” (первый и второй всплески). На рис. 5 видно, что амплитуда отраженного импульса (“эха”) является отрицательной. Прошедший в “завесу” сигнал фиксируется

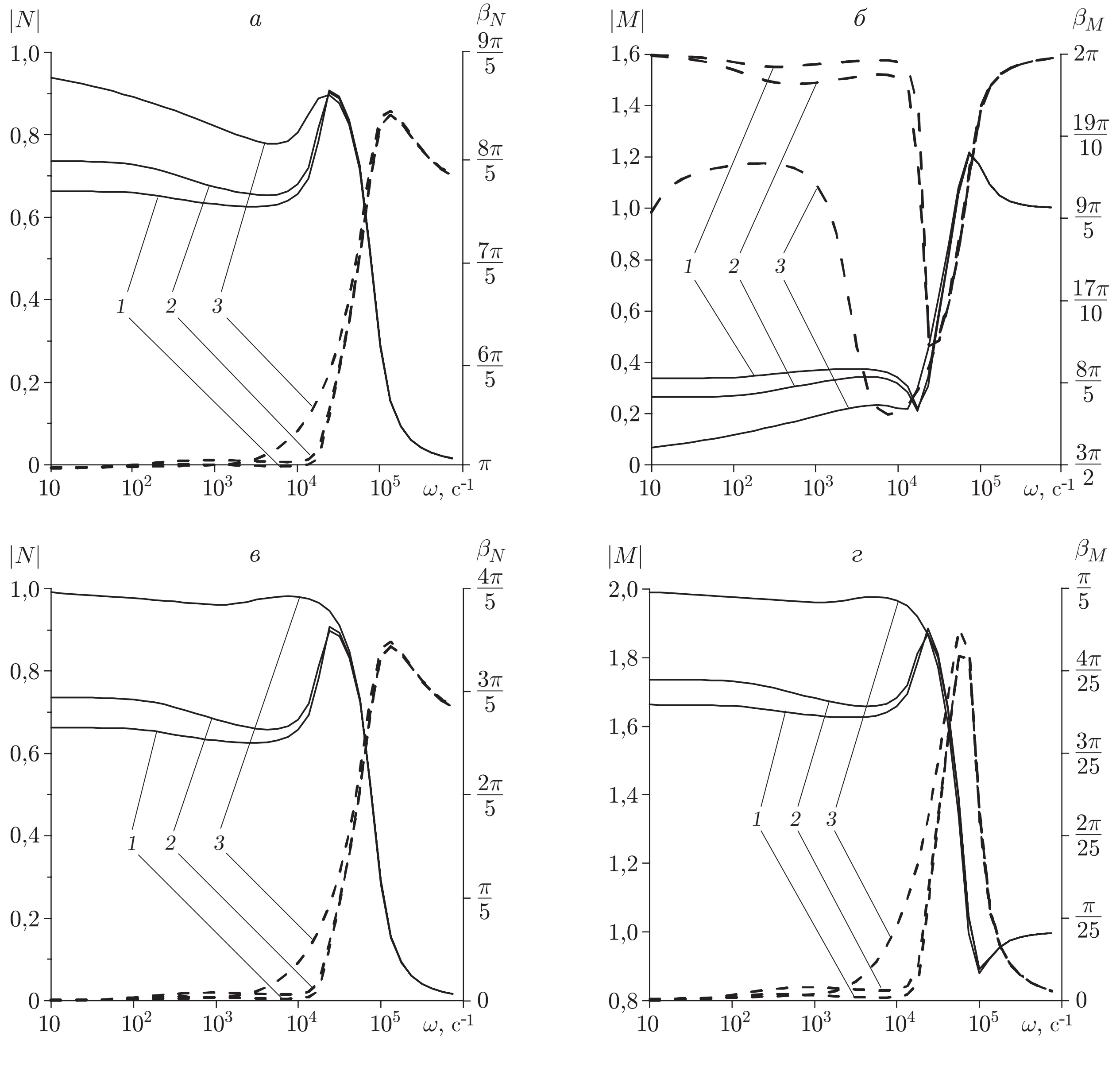

Рис. 4. Зависимости коэффициентов отражения (*а, в*) и прохождения (*б, г*) возмущений через левую (*а, б*) и правую (*в, г*) границы "завесы" с парогазовыми пузырьками от частоты при различных значениях температуры:
1 — $T_0 = 300$ К, *2* — $T_0 = 353$ К, *3* — $T_0 = 373$ К; сплошные линии — модули коэффициентов, штриховые — аргументы

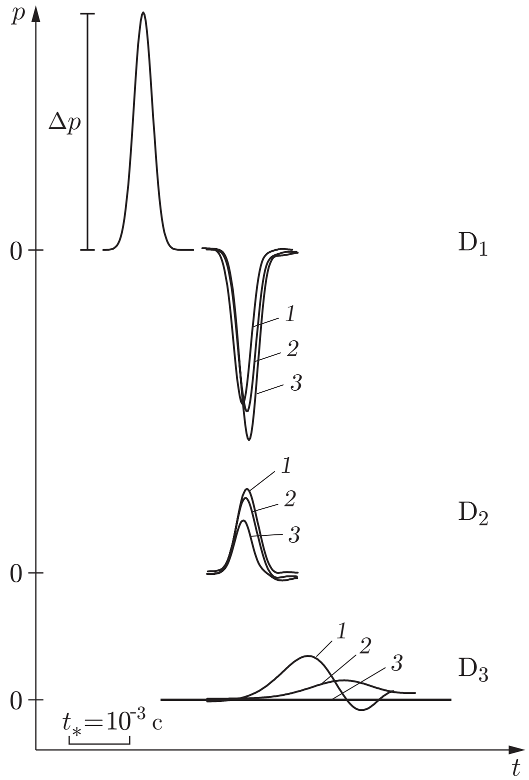

Рис. 5. Динамика волновых сигналов при прохождении через “завесу” с парогазовыми пузырьками в жидкости при различных значениях температуры:
1 — $T_0 = 300$ К, *2* — $T_0 = 353$ К, *3* — $T_0 = 373$ К

датчиком D_2. Этот импульс, распространяясь по “завесе”, достигает второй границы раздела пузырьковый слой — вода, причем при значениях температуры $T_0 = 300$, 353 К он становится значительно ослабленным, а при $T_0 = 373$ К полностью угасает. Далее эти импульсы, как и на первой границе, отражаются и полностью гасятся “завесой”. Проходящий через правую границу пузырькового слоя импульсный сигнал соответствует осциллограмме датчика D_3.

На рис. 6,*а* приведены расчетные осциллограммы, описывающие эволюцию волнового сигнала при прохождении через “завесу” с парогазовыми пузырьками в жидкости при $T_0 = 300$ К, $\alpha_{g0} = 10^{-3}$, $b = 2$ м и различных значениях радиуса пузырьков.

Как и на рис. 5, осциллограммы датчика D_1 соответствуют импульсам давления для сигнала, подошедшего к “завесе”, отраженного от границы раздела вода — пузырьковый слой и переотраженного на правой границе “завесы” (третий всплеск на осциллограмме датчика D_1 или второе “эхо” от “завесы”). Первый всплеск на осциллограмме датчика D_2 соответствует импульсам давления сигнала, прошедшего в “завесу”, второй всплеск — импульсам давления сигнала, отраженного от правой границы пузырькового слоя. Прошедший через пузырьковый слой импульсный сигнал соответствует осциллограммам датчика D_3. На рис. 6,*а* видно, что импульсы давления для волнового сигнала, прошедшего через “завесу” с пузырьками радиусом $a_0 = 10^{-3}$, 10^{-4}, 10^{-5}, 10^{-6} м при температуре $T_0 = 300$ К, полностью не затухают. Кроме того, наблюдается второе “эхо”.

Расчетные осциллограммы, представленные на рис. 6,*б*, описывают эволюцию волнового сигнала при прохождении через “завесу” с парогазовыми пузырьками в жидкости при различных значениях их радиуса и температуре $T_0 = 353$ К.

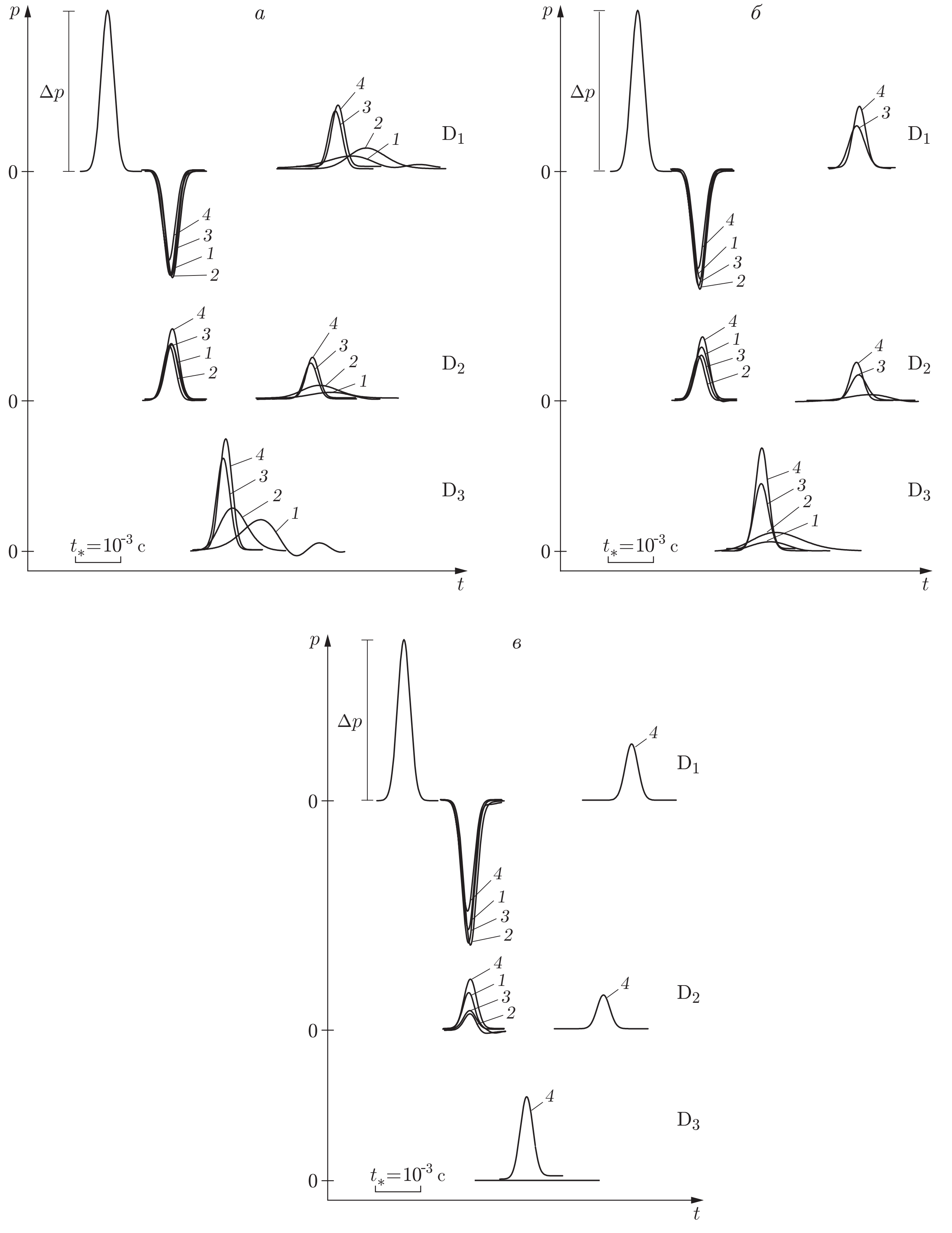

Рис. 6. Динамика волновых сигналов при прохождении через “завесу” с парогазовыми пузырьками в жидкости при различных значениях температуры и радиуса пузырьков: *а* — $T_0 = 300$ K, *б* — $T_0 = 353$ K, *в* — $T_0 = 373$ K; *1* — $a_0 = 10^{-3}$ м, *2* — $a_0 = 10^{-4}$ м, *3* — $a_0 = 10^{-5}$ м, *4* — $a_0 = 10^{-6}$ м

Характер распространения импульсов давления для волнового сигнала аналогичен представленному на рис. 6,*а*. Однако результаты анализа рис. 6,*а,б* показывают, что амплитуды импульсов фиксируемого датчиком D_3 давления для сигнала, прошедшего через "завесу" с пузырьками соответствующих радиусов, при температуре $T_0 = 353$ К меньше, чем при температуре $T_0 = 300$ К.

На рис. 6,*в* приведены расчетные осциллограммы, описывающие эволюцию волнового сигнала при прохождении через "завесу" с парогазовыми пузырьками в жидкости при различных значениях их радиуса и температуре $T_0 = 373$ К. Видно, что импульсы давления для волны, прошедшей через "завесу" с пузырьками радиусом $a_0 = 10^{-3}$, 10^{-4}, 10^{-5} м при температуре $T_0 = 373$ К, затухают полностью, второе "эхо" отсутствует. При $a_0 = 10^{-6}$ м проходящий сигнал достигает датчика D_3. Кроме того, сигнал, переотраженный от правой границы "завесы" (второе "эхо"), также доходит до датчика D_1.

Заключение. В работе с учетом тепломассопереноса на межфазной поверхности в акустическом приближении исследована динамика волнового сигнала при прохождении через парогазовые пузырьковые "завесы" в жидкости. Результаты расчетов показывают, что с ростом температуры интенсивность затухания импульса давления для сигнала, проходящего через "завесу", увеличивается. Это обусловлено увеличением влияния фазовых переходов при повышении температуры, когда акустические характеристики пузырьковой жидкости существенно меняются. При температуре $T_0 = 373$ К, толщине "завесы" $b = 2$ м, объемной доле $\alpha_{g0} = 10^{-3}$ и радиусах пузырьков $a_0 = 10^{-3}$, 10^{-4}, 10^{-5} м "завесы" с парогазовыми пузырьками в жидкости являются защитным экраном, так как импульсные сигналы в ней полностью затухают. Поэтому импульсы давления для сигнала, переотраженного от правой границы пузырькового слоя, отсутствуют.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Нигматулин Р. И.** Динамика многофазных сред: В 2 ч. М.: Наука, 1987.
2. **Нигматулин Р. И., Шагапов В. Ш., Гималтдинов И. К., Галимзянов М. Н.** Двумерные волны давления в жидкости, содержащей пузырьковые зоны // Докл. РАН. 2001. Т. 378, № 6. С. 763–768.
3. **Вахитова Н. К., Шагапов В. Ш.** О распространении малых возмущений в парожидкостных пузырьковых средах // ПМТФ. 1984. № 5. С. 34–43.
4. **Шагапов В. Ш., Галимзянов М. Н., Вдовенко И. И.** Особенности отражения и прохождения акустических волн на границе "чистой" и пузырьковой жидкостей при прямом их падении // Теплофизика высоких температур. 2019. Т. 57, № 2. С. 284–290.
5. **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.
6. **Кедринский В. К.** Особенности динамики сферического газового пузырька в жидкости // ПМТФ. 1967. № 3. С. 120–125.
7. **Кедринский В. К.** Особенности динамики и излучения одиночного пузырька в условиях аномальной сжимаемости пузырьковой жидкости // ПМТФ. 2007. Т. 48, № 3. С. 51–57.
8. **Кедринский В. К.** Распространение возмущений в жидкости, содержащей пузырьки газа // ПМТФ. 1968. № 4. С. 29–34.
9. **Кедринский В. К., Фомин П. А., Таратута С. П.** Динамика одиночного пузырька в жидкости при наличии химических реакций и межфазного тепло- и массообмена // ПМТФ. 1999. Т. 40, № 2. С. 119–127.
10. **Tien T. M.** Sound propagation through a bubble screen at finite gas-volume fraction: Master Thesis. Tainan: Nat. Cheng Kung Univ., 2001.

11. **Lee K., Choi B. K., Yoon S. W.** Acoustic pressure reflection coefficients of a subsurface bubble layer in water // J. Korean Phys. Soc. 2002. V. 40, N 2. P. 256–263.
12. **Leroy V., Strybulevych A., Page J. H., Scanlon M. G.** Sound velocity and attenuation in bubbly gels measured by transmission experiments // J. Acoust. Soc. Amer. 2008. V. 123, N 4. P. 1931–1940.
13. **Leroy V., Strybulevych A., Lanoy M., et al.** Superabsorption of acoustic waves with bubble metascreens // Phys. Rev. B. 2015. V. 91. 020301.
14. **Губайдуллин Д. А., Гафиятов Р. Н.** Отражение и прохождение акустической волны через многофракционный пузырьковый слой // Теплофизика высоких температур. 2020. Т. 58, № 1. С. 97–100.
15. **Губайдуллин Д. А., Панин К. А., Федоров Ю. В.** Акустика жидкости с покрытыми оболочкой каплями при наличии фазовых переходов // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2022. № 4. С. 41–51.
16. **Губайдуллин Д. А., Федоров Ю. В.** Волновая динамика покрытых оболочкой включений в вязкоупругой среде // ПМТФ. 2020. Т. 61, № 4. С. 22–30.
17. **Губайдуллин А. А., Кучугурина О. Ю.** Сферические и цилиндрические волны в насыщенных жидкостью пористых средах // Теплофизика высоких температур. 1995. Т. 33, № 1. С. 108–115.
18. **Gubaidullin A. A., Boldyreva O. Yu., Dudko D. N.** Waves in porous media saturated with bubbly liquid // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 899. 032011.
19. **Варгафтик Н. Б.** Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972.

Поступила в редакцию 27/VII 2022 г.,
после доработки — 31/VIII 2022 г.
Принята к публикации 26/IX 2022 г.