

УДК 534.18

DOI: 10.33184/bulletin-bsu-2023.2.2

ОСОБЕННОСТИ ПРОХОЖДЕНИЯ ВОЛНОВЫХ СИГНАЛОВ ЧЕРЕЗ СЛОЙ С ПАРОГАЗОВЫМИ ПУЗЫРЬКАМИ В ЖИДКОСТИ

© В. Ш. Шагапов¹, З. А. Булатова^{2*}, Г. Ф. Шаяхметов²,
М. Г. Шаяхметов²

¹Институт механики им. Р. Р. Мавлютова, УФИЦ РАН
Россия, Республика Башкортостан, 450054 г. Уфа, пр. Октября, 71.

²Институт нефтепереработки и нефтехимии
Уфимского государственного нефтяного технического университета в г. Салавате
Россия, Республика Башкортостан, 453250 г. Салават, ул. Губкина, 22Б.

*Email: b_zh@mail.ru

В работе 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 эволюции импульсов давления и проведен анализ влияния 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

Во многих технологических процессах, сопровождаемых взрывами и вибрациями, являются актуальными проблемы защиты от ударных и шумовых воздействий на окружающую среду. В частности, при демонтаже подводных объектов (например, нефтяных и газовых трубопроводов) часто используют энергию взрыва. Для защиты подводной флоры и фауны, а также других объектов в различных технологических процессах от воздействия ударных волн можно использовать «завесы» с пузырьками. В связи с этим, в нашей работе исследуется влияние парогазового пузырькового слоя в жидкости на смягчение воздействия волн давления.

Интерес к изучению проблем акустики в пузырьковых средах связан с множеством интересных явлений [1]. В работе [2] был рассмотрен случай распространения двумерной волны в жидкости, содержащей пузырьки. Особенности отражения и преломления на границе воды и воды с пузырьками при прямом и «косом» падении акустической волны изучались в [3–7]. В работе [8] рассмотрены численные и экспериментальные расчеты распространения ударной волны в жидкости, содержащей пузырьковый слой. В работах [9–12] представлены экспериментальные данные изучения распространения волн в пузырьковых слоях жидкости. В [13] решена задача об отражении акустической волны от многослойной среды, содержащей слой многофракционной пузырьковой жидкости. В работе [14] изучено влияние фазовых переходов капель, покрытых оболочкой в жидкости на динамику акустических волн, а также для случая в вязкоупругой среде [15]. В [16] исследована динамика слабых импульсных возмущений в насыщенной жидкостью и жидкостью с пузырьками

В работах [2–16] не затрагиваются задачи, связанные с эволюцией коротковолновых возмущений в парогазовом пузырьковом слое в жидкости. Поэтому целью настоящей работы является получение слоев с парогазовыми пузырьками в жидкости, являющихся защитным экраном, позволяющим полностью погасить импульсные сигналы.

Постановка задачи и основные уравнения

Рассмотрим распространение акустической волны через пузырьковую «завесу» конечной толщины в жидкости (см. прилож., рис. 1). Для этой системы примем следующие общепринятые допущения. Жидкость однородная и акустически сжимаемая. Сферические пузырьки, помимо пара, содержат нерастворимый в жидкой фазе газ. Для пузырькового слоя жидкости вязкостные и теплообменные процессы учитываются лишь при межфазных взаимодействиях между жидкостью и пузырьками при распространении волновых возмущений, тензор напряжений выбран шаровой (жидкость с парогазовыми пузырьками идеальная). Длина рассматриваемой волны меньше толщины пузырьковой «завесы». В пузырьковом слое для описания межфазных тепло- и массообменных процессов примем ячеистую схему [1]. Двухфазная среда в целом движется адиабатически и, следовательно, выполняется условие адиабатичности ячейки [4].

Процесс эволюции волнового сигнала при прохождении через «завесу» можно разбить на отдельные этапы. Возмущения на участках в «чистой» жидкости и в жидкости с парогазовыми пузырьками представляют плоскооднородные акустические волны. Необходимо отдельно учесть процесс перехода волновых сигналов

через границу между этими участками. Мысленно датчики (D1–D3), фиксирующие динамику давления в акустической волне, последовательно расположены перед «завесой», внутри «завесы» и после «завесы».

Для описания процессов распространения акустических волн, согласно [6], запишем линеаризованные уравнения сохранения массы для жидкости и парогазовых пузырьков, уравнение сохранения числа пузырьков и импульсов в односкоростном приближении

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} + n_0 \frac{\partial v}{\partial x} = 0, \quad \rho_{i0}^0 (1 - \alpha_{g0}) \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial p_l}{\partial x} = 0, \quad \alpha_{g0} = \frac{4}{3} \pi a_0^3 n_0, \\ \frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \rho_{g0} \frac{\partial v}{\partial x} = I, \quad \frac{\partial \rho_l}{\partial t} + \rho_{l0} \frac{\partial v}{\partial x} = -I, \quad I = 4\pi a_0^2 n_0 j, \end{aligned} \quad (1)$$

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

Здесь нижние индексы l и g относятся к параметрам жидкой и газовой фаз соответственно; ρ_i – средняя по объему плотность, ρ_i^0 – средняя по фазе плотность, v – скорость среды, p_l – давление в жидкости, α_i – объемные содержания, a – радиус пузырьков, n – число пузырьков в единице объема смеси, I и j – интенсивности фазовых переходов, отнесенные к единице объема и к единице площади поверхности раздела фаз. Дополнительный нижний индекс 0 относится к исходному невозмущенному состоянию, верхний индекс 0 соответствует истинному значению параметра.

Полагая, что «чистая» жидкость и жидкость с парогазовыми пузырьками находятся при той же температуре и давлении, в случае механического и теплового равновесия системы (жидкость–парогазовые пузырьки) при состояниях, достаточно далеких от критического, выполняются следующие условия:

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

где p_{v0}, p_{a0} – парциальные давления пара и газа в пузырьках (нижние индексы v и a относятся к пару и газу в пузырьке), σ – коэффициент поверхностного натяжения жидкости, p_s – давление на линии насыщения, T – температура жидкости.

Уравнение состояния для жидкой фазы

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

C_l – скорость звука в жидкости.

Для описания радиального движения пузырька запишем уравнение Рэлея–Ламба в линеаризованном виде с учетом капиллярных сил, в предположении, что радиальная скорость состоит из двух слагаемых [4]

$$w = w^{(R)} + w^{(A)}, \quad \frac{\partial a}{\partial t} = w, \quad (4)$$

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

Здесь $\nu_l^{(\mu)}$ – кинематическая вязкость жидкости.

Запишем акустическую добавку $w^{(A)}$ в аналогичной форме из решения задачи о сферической разгрузке на сфере [3]

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

При распространении акустической волны температурные эффекты реализуются в жидкости вокруг пузырька. Для описания распределения температуры и паросодержания внутри ячейки вводим микрокоординату r , отсчитываемую от центра ячейки (см. прилож., рис. 2), т.е. $T'_g(t, x, r)$ и $k'(t, x, r)$. Штрихами отмечены микропараметры.

Уравнение сохранения массы пузырька связывает микроплотность $\rho_g^0(t, x, r)$ со средней по парогазовой фазе массе m_g

$$\frac{\partial m_g}{\partial t} + v \frac{\partial m_g}{\partial x} = 4\pi a^2 j, \quad m_g = \int_0^a 4\pi r^2 \rho_g^{r0} dr. \tag{6}$$

Для парогазовых пузырьков уравнение состояния примем в виде уравнения Клайперона–Менделеева

$$\begin{aligned} p_g &= \rho_g^0 B'_g T'_g, & B'_g &= B_a + (B_v - B_a) k', \\ k' &= k'_v = \frac{\rho_v^{r0}}{\rho_g^{r0}}, & \rho_g^{r0} &= \rho_v^{r0} + \rho_a^{r0}, \end{aligned} \tag{7}$$

где B'_g – приведенная газовая постоянная для газовой фазы, B_a и B_v – приведенная газовая постоянная для газа и пара в пузырьках соответственно, k' – массовая концентрация пара в пузырьках.

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

$$\begin{aligned} \rho_{g0}^0 c_g \frac{\partial T'_g}{\partial t} &= \frac{\lambda_g}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T'_g}{\partial r} \right) + \frac{\partial p_g}{\partial t} \quad (0 < r < a_0), \\ \frac{\partial k'}{\partial t} &= \frac{D}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial k'}{\partial r} \right) \quad (0 < r < a_0), \\ \rho_{i0}^0 c_i \frac{\partial T'_i}{\partial t} &= \frac{\lambda_i}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T'_i}{\partial r} \right) \quad (a_0 < r < a_*), \quad a_* = a_0 \alpha_{g0}^{-\frac{1}{3}}, \end{aligned} \tag{8}$$

где λ_i и c_i – соответственно коэффициенты теплопроводности и удельной теплоемкости при постоянном давлении, D – коэффициент диффузии, a_* – радиус ячейки.

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

$$\begin{aligned} p_g &= \rho_{g(a)}^0 (B_a + (B_v - B_a) k_{(a)}) T_{(a)}, \\ p_{v(a)} &= p_s(T_{(a)}) = \rho_{g(a)}^0 B_{v(a)} k_{(a)} T_{(a)}. \end{aligned} \tag{9}$$

На поверхности раздела фаз для системы пар-вода должно выполняться уравнение Клайперона–Клаузиуса

$$\frac{dp_{v(a)}}{dT_{(a)}} = \frac{\rho_g^0 k_{(a)} L}{T_{(a)}}, \tag{10}$$

где L – удельная теплота парообразования, нижний индекс (a) – соответствует параметрам возмущения на поверхности пузырька.

Граничные условия на поверхности пузырьков, следующие из баланса тепла и массы, с учетом процессов массообмена запишутся в следующем виде:

$$\begin{aligned} T'_g = T'_i = T_{(a)}, \quad k' &= k_{(a)}, \quad \lambda_i \frac{\partial T'_i}{\partial r} - \lambda_g \frac{\partial T'_g}{\partial r} = jL, \quad (r = a_0) \\ j &= \frac{D}{1 - k_0} \left(\frac{\partial k'}{\partial r} \right)_{r=a_0}. \end{aligned} \tag{11}$$

Для поля температур и концентрации пара в центре ячеек и на границе раздела между соседними ячейками из-за отсутствия теплообмена (условие адиабатичности ячеек) должны выполняться граничные условия:

$$\frac{\partial k'}{\partial r} = 0; \quad \frac{\partial T'_g}{\partial r} = 0 \quad (r = 0), \quad \frac{\partial T'_i}{\partial r} = 0 \quad (r = a_*). \tag{12}$$

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

$$\frac{p_s(T)}{p_{g0}} = \frac{B_{v(a)} k_0}{B_a + (B_v - B_a) k_0}, \quad p_s(T) = p_* \exp\left(\frac{-T}{T_*}\right), \tag{13}$$

где T_* , p_* являются эмпирическими параметрами, зависящими от вида жидкости.

Пусть на плоскую границу раздела между жидкостью и пузырьковой жидкостью падает плоская гармоническая волна. Будем считать, как и в случае обычных однофазных сред [17], что отраженная от границы и пре-

ломленная волны являются плоскими гармоническими волнами. Поэтому на границе раздела можно ограничиться только двумя граничными условиями для непрерывности давления и неразрывности среды:

$$p^{(O)} + p^{(R)} = p^{(G)}, \quad v^{(O)} + v^{(R)} = v^{(G)}, \quad (14)$$

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

Дисперсионное соотношение

Задачу будем решать численно методом быстрого преобразования Фурье [16]. Для этого необходимо записать дисперсионные уравнения в зонах пузырьковой и «чистой» жидкости. Для системы уравнений (1)–(5), (7)–(10) решение для возмущений параметров ищется в виде затухающих бегущих волн:

$$\begin{aligned} p &= A_{(p)} \exp[i(Kx - \omega t)], \quad v = A_{(v)} \exp[i(Kx - \omega t)], \\ a &= A_{(a)} \exp[i(Kx - \omega t)], \quad n = A_{(n)} \exp[i(Kx - \omega t)], \\ T' &= A_{(T)}(r) \exp[i(Kx - \omega t)], \quad k' = A_{(k)}(r) \exp[i(Kx - \omega t)] \\ (K &= k + i\delta, \quad C_p = \omega/k) \end{aligned} \quad (15)$$

где ω – круговая частота, K – комплексное волновое число, δ – коэффициент затухания, C_p – фазовая скорость.

Из условия существования решения системы уравнений (1)–(5) и (7)–(10) в виде (15) получим дисперсионное соотношение аналогичное [6], которое имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{K^2}{\omega^2} &= \frac{1}{C_l^2} + 3 \frac{\rho_{i0}^0 \alpha_{g0}}{\psi} \\ \psi &= \frac{3\gamma p_{g0}}{Q} - \frac{\rho_{i0}^0 \omega^2 a_0^2}{\xi} - 4i\rho_{i0}^0 v_l^{(\mu)} \omega - \frac{2\sigma}{a_0}, \quad \xi = 1 - i\omega t_A, \quad t_A = \frac{a_0}{\sqrt[3]{\alpha_{v0} C_l}}, \\ Q &= 1 + \frac{\frac{\gamma-1}{k_0} H_a kh(y_g) + \frac{\gamma}{1-k_0} H_v kh(z)}{\frac{H_a}{k_0} + \frac{\gamma kh(z)}{(1-k_0)\beta Sh\nu(y_l)}}, \quad y_l = \sqrt{\frac{-i\omega a_0^2}{v_l^{(T)}}}, \quad z = \sqrt{\frac{-i\omega a_0^2}{D}}, \\ \beta &= (\gamma-1)\eta H_v \chi^2, \quad \eta = \frac{\rho_{i0}^0 c_l}{\rho_{g0}^0 c_g}, \quad \chi = \frac{c_g T_0}{L}, \quad \gamma = \frac{c_g}{c_g + B_g}, \quad y_g = \sqrt{\frac{-i\omega a_0^2}{v_g^{(T)}}}, \\ H_v &= \frac{B_v}{B_0}, \quad H_a = \frac{B_a}{B_0}, \quad H = H_v - H_a, \quad v_g^{(T)} = \frac{\lambda}{\rho_{g0}^0 c_g}, \\ kh(x) &= 3(xcth x - 1)x^{-2}, \quad Sh\nu(x) = \frac{3}{x^2} \left(1 + \frac{x(A_0 x th x (A_0 - 1) - 1)}{A_0 x - th x (A_0 - 1)} \right), \quad A_0 = \alpha_{g0}^{-\frac{1}{3}} \end{aligned} \quad (16)$$

где v_g^T , v_l^T – температуропроводность жидкости.

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

$$\frac{K^2}{\omega^2} = \frac{1}{C_l^2}. \quad (17)$$

При распространении волны из «чистой» жидкости в «завесу» на границе раздела для коэффициентов отражения и прохождения $N = A_{(p)}^{(R)} / A_{(p)}^{(O)}$ и $M = A_{(p)}^{(G)} / A_{(p)}^{(O)}$ на основе (14) с учетом (15), аналогично [4], получим

$$M = 2 \left(I + \frac{C_l K}{\omega} \frac{\rho_{i0}^0}{\rho_{i0}^0 + \rho_{g0}^0} \right)^{-1}, \quad N = M - I \quad (18)$$

При распространении волны из пузырьковой «завесы» в «чистую» жидкость на границе раздела для коэффициентов отражения и прохождения получим

$$M = 2 \left(I + \frac{\omega}{C_l K} \frac{\rho_{i0}^0 + \rho_{g0}^0}{\rho_{i0}^0} \right)^{-1}, \quad N = M - I \quad (19)$$

Результаты расчетов

На основе дисперсионного соотношения (16), выражений (18), (19) для коэффициентов отражения и прохождения проведены численные расчеты для системы «вода – пузырьковый слой» при $p_0 = 0.1$ МПа и для трех

значений температур $T_0 = 300, 353$ и 373 К. В расчетах все необходимые величины для физических параметров взяты из [18].

На *рис. 3* (см. прилож.) представлены зависимости фазовой скорости C_p и коэффициента затухания δ акустических возмущений от частоты в зависимости от исходной температуры T_0 . Для пузырькового слоя объемное содержание $\alpha_{g0} = 10^{-3}$, радиус пузырьков $a_0 = 10^{-3}$ м. Примем, что $p_0 = 0.1$ МПа, а линии 1, 2 и 3 температуры $T_0 = 300, 353$ и 373 К. Из графиков видно, что в области низких частот ($\omega \leq \omega_R$, $\omega_R = a_0^{-1} \sqrt{3\mathcal{M}_0/\rho_{l0}^0}$) с увеличением температуры коэффициент затухания растет, а фазовая скорость уменьшается. Для низких частот при температуре $T_0 = 373$ К особую роль играют фазовые переходы, из-за этого парогазовые пузырьки с массовым содержанием пара ($k \approx 1$) становятся менее упругими.

В области высоких частот ($\omega_R < \omega < \omega_c$, $\omega_c = \omega_R \sqrt{1 + \rho_{l0}^0 \alpha_{g0} C_l^2 / \mathcal{M}_0}$) коэффициент затухания и фазовая скорость принимают аномально высокие значения, поэтому данный диапазон частот соответствует полосе непропускания акустических волн. Для частот ($\omega \geq \omega_c$) фазовая скорость равна скорости звука в чистой жидкости, сжимаемость в парогазовой «завесе» определяется сжимаемостью несущей фазы.

На *рис. 4* (см. прилож.) иллюстрируются зависимости фазовой скорости C_p и коэффициента затухания δ акустических возмущений от частоты в пузырьковом слое для различных значений радиуса пузырьков (сплошные линии для $T_0 = 300$ К, штрихпунктирные линии для 373 К, объемное содержание пузырьков $\alpha_{g0} = 10^{-3}$). Линии 1–4 соответствуют значениям радиусов: $a_0 = 10^{-3}, 10^{-4}, 10^{-5}, 10^{-6}$ м. Равновесная концентрация пара в пузырьках для этих значений радиусов при температурах $T_0 = 300$ и 373 К соответственно равны: $k_0 = 0.023, 0.0226, 0.02, 0.009$ и $k_0 = 0.998, 0.983, 0.845, 0.352$.

Из сравнения графиков для радиусов пузырьков в случае $T_0 = 373$ К из *рис. 4* (см. прилож.) видно, что в области низких частот ($\omega \leq \omega_R$) немонотонная зависимость коэффициента затухания акустической волны от радиуса пузырьков связана с тем, что с увеличением концентрации пара в пузырьках повышается роль фазовых переходов. При радиусе пузырьков $a_0 = 10^{-4}$ м в области низких частот ($\omega \leq 10^2$ с $^{-1}$) волны затухают интенсивнее, чем при $a_0 = 10^{-3}$ м (кривая коэффициента затухания лежит выше). Это связано с тем, что при высоких температурах дисперсия из-за теплопереноса определяется температурной неравновесностью в жидкости, с увеличением радиуса пузырьков при фиксированном их объемном содержании α_{g0} происходит увеличение радиуса $a_0 \alpha_{g0}^{-1/3}$ ячейки. При частотах возмущений ω перепад температуры в воде вблизи межфазной поверхности реализуется в слоях с толщиной $r_\omega \approx (v_l^{(T)} / \omega)^{1/2}$. Так, например, при частоте $\omega = 10^2$ с $^{-1}$ ($v_l^{(T)} \approx 10^{-7}$ м 2 /с) имеем $r_\omega \approx 0.3 \cdot 10^{-2}$ м, а радиусы ячеек при $a_0 = 10^{-3}$ и 10^{-4} м ($\alpha_{g0} = 10^{-3}$) составляют $a_* = 10^{-2}$ и 10^{-3} м. Следовательно, при радиусе $a_0 = 10^{-4}$ м в процессе распространения возмущений в жидкости вблизи межфазной поверхности пузырька существенную роль оказывает температура, и тем самым реализуется более равновесный режим фазовых переходов.

В области низких частот фазовая скорость возмущений от частоты возрастает для пузырьков радиуса $a_0 = 10^{-4}$ м, $a_0 = 10^{-3}$ м, а для пузырьков радиуса $a_0 = 10^{-5}$ и 10^{-6} м фазовые скорости не меняются с увеличением частоты возмущений в этом диапазоне и равны соответственно 87.6 м/с и 248 м/с. Это связано с тем, что с уменьшением радиуса пузырьков они становятся упругими, а действие фазовых переходов снижается. В области высоких частот характер распространения возмущений аналогичен *рис. 3*, коэффициент затухания и фазовая скорость принимают аномально высокие значения.

На *рис. 5* (см. прилож.) представлены зависимости модулей и аргументов коэффициентов отражения и прохождения волн от их частоты при нормальном падении на границу раздела со стороны «чистой» жидкости при выше отмеченных трех значениях температуры. Для радиуса пузырьков и их объемного содержания $a_0 = 10^{-3}$ м и $\alpha_{g0} = 10^{-3}$. Из приведенных графиков следует, что в области низких частот ($\omega \leq \omega_R$) для коэффициента отражения $\arg(N) \approx \pi$, поэтому амплитуда отраженной волны давления величина отрицательная. Для модулей коэффициентов отражения и прохождения соответственно имеем $|N| \approx 0.65; 0.75; 1$ и $|M| \approx 0.1; 0.25; 0.35$ при температурах $T_0 = 300, 353$ и 373 К. Наименьшая амплитуда прошедшего сигнала реализуется, когда система находится в точке кипения при $T_0 = 373$ К. Для области высоких частот ($\omega \geq \omega_c$) модуль коэффициента отражения приближается к нулю, а модуль коэффициента прохождения – к единице. Поэтому волновые сигналы проходят границу раздела без преломления.

На *рис. 6* (см. прилож.) представлены зависимости модулей и аргументов коэффициентов отражения и прохождения волн от их частоты, когда волна падает на границу раздела со стороны «завесы» с парогазовыми пузырьками. Из графиков видно, что в области низких частот ($\omega \leq \omega_R$) для коэффициента отражения

$\arg(N) \approx 0$, поэтому амплитуда отраженной волны давления величина положительная. Это означает, что вода по отношению к пузырьковой «завесе» является акустически жесткой средой. Для модулей коэффициентов отражения и прохождения имеем соответственно $|N| \approx 0.65; 0.75; 1$ и $|M| \approx 1.65; 1.75; 2$ при температурах $T_0 = 300, 353, 373\text{K}$; наибольшая амплитуда соответствует отраженной волне при температуре $T_0 = 373\text{K}$. Для области высоких частот ($\omega \geq \omega_c$), аналогично предыдущему случаю (рис. 5), короткие волновые сигналы проходят границу раздела без искажения.

Из анализа численных расчетов следует, что более эффективными для использования гашения акустических сигналов являются «завесы» для нашего случая при температуре $T_0 = 373\text{K}$, объемном содержании газовой фазы $\alpha_{g0} = 10^{-3}$ и радиусах пузырьков $a_0 = 10^{-3}\text{ м}$, $a_0 = 10^{-4}\text{ м}$.

На рис. 7 (см. прилож.) приведены расчетные осциллограммы, иллюстрирующие эволюцию волнового сигнала при прохождении через «завесу» с парогазовыми пузырьками в жидкости при различных значениях температуры. Для величины толщины «завесы» принято $b = 0.2\text{ м}$. Расчетные осциллограммы сверху вниз соответствуют показаниям датчиков D_1, D_2 и D_3 . Исходный сигнал представляет собой импульс давления колоколообразной формы в виде

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

Характерная временная протяженность исходного импульса равна $t_* = 10^{-4}\text{ с}$.

Пузырьки заполнены воздухом и паром. Для радиуса пузырьков и их объемного содержания принято соответственно $a_0 = 10^{-3}\text{ м}$ и $\alpha_{g0} = 10^{-3}$.

Допущение, что длина волны много меньше размера пузырькового слоя, предполагает последовательное рассмотрение эволюции волн конечной длительности при прохождении через левую границу «завесы» «вода – пузырьковый слой» и правую границу «пузырьковый слой – вода». Тогда, используя преобразование Фурье, можно записать соотношения для отраженного и прошедшего через границу импульсов в виде

$$p^{(G)} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p^{(O)}(0, t') M(\omega) \exp[i\omega(t-t')] d\omega dt',$$

$$p^{(R)} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p^{(O)}(0, t') N(\omega) \exp[i\omega(t-t')] d\omega dt'.$$

Расчетные осциллограммы датчика D_1 соответствуют импульсам давления, подошедшего к границе раздела «вода – пузырьковый слой», и отраженным сигналам от «завесы» (первый всплеск и второй всплеск). Видно, что амплитуда отраженного импульса («эха») отрицательная.

Прошедший в «завесу» сигнал фиксирует датчик D_2 . Этот импульс, распространяясь по «завесе», достигает второй границы раздела «пузырьковый слой – вода», причем для значений температур $T_0 = 300\text{K}$ и 353K значительно ослабленным и полностью угасающим для $T_0 = 373\text{K}$. Далее эти импульсы, аналогично первой границе, отражаются и полностью гасятся «завесой». Импульсный сигнал, проходящий через правую границу пузырькового слоя, соответствует осциллограмме датчика D_3 .

На рис. 8 (см. прилож.) приведены расчетные осциллограммы, иллюстрирующие эволюцию волнового сигнала при прохождении через «завесу» с парогазовыми пузырьками в жидкости при различных значениях радиусов пузырьков при температуре $T_0 = 300\text{K}$. Здесь и в дальнейшем линии 1, 2, 3 и 4 соответствуют значениям радиусов: $a_0 = 10^{-3}, 10^{-4}, 10^{-5}$ и 10^{-6} м ; объемное содержание пузырьков $\alpha_{g0} = 10^{-3}$, толщина «завесы» $b = 0.2\text{ м}$.

Аналогично рис. 7 (см. прилож.) осциллограммы датчика D_1 соответствуют импульсам давления подошедшего сигнала к «завесе», отраженного от границы раздела «вода – пузырьковый слой». Первый всплеск в осциллограмме датчика D_2 – импульсы давления прошедшего в «завесу» сигнала. Второй всплеск на этой же осциллограмме – отраженный сигнал от правой границы пузырькового слоя. Прошедший через пузырьковый слой импульсный сигнал соответствует осциллограммам датчика D_3 . Из графиков видно, что импульсы давления для прошедшего волнового сигнала через «завесу» при радиусах пузырьков $a_0 = 10^{-4}, 10^{-3}, 10^{-5}, 10^{-6}\text{ м}$ и температуре $T_0 = 300\text{K}$ полностью не затухают.

Расчетные осциллограммы, представленные на рис. 9 (см. прилож.), иллюстрируют эволюцию волнового сигнала при прохождении через «завесу» с парогазовыми пузырьками в жидкости при различных значениях радиусов пузырьков при температуре $T_0 = 353\text{K}$.

Характер распространения импульсов давления волнового сигнала аналогичен представленному на рис. 8 (см. прилож.). Однако из сравнения рис. 9 с рис. 8 (см. прилож.) видно, что амплитуды импульсов давления для прошедшего через «завесу» сигнала, фиксируемого датчиком D_3 , меньше при соответствующих радиусах пузырьков $a_0 = 10^{-3}, 10^{-5}, 10^{-6}\text{ м}$ при температуре $T_0 = 353\text{K}$, чем при температуре $T_0 = 300\text{K}$, а при радиусе пузырьков $a_0 = 10^{-4}\text{ м}$ амплитуда импульса давления прошедшего сигнала полностью затухает.

На рис. 10 (см. прилож.) приведены расчетные осциллограммы, иллюстрирующие эволюцию волнового сигнала при прохождении через «завесу» с парогазовыми пузырьками в жидкости при различных значениях радиусов пузырьков при температуре $T_0 = 373\text{K}$.

Из представленных расчетных осциллограмм видно, что импульсы давления для прошедшей волны через «завесу» при радиусе пузырьков $a_0 = 10^{-4}, 10^{-3}, 10^{-5}$ м при температуре $T_0 = 373\text{K}$ затухают полностью, а также отсутствует второе «эхо». Для радиуса $a_0 = 10^{-6}$ м проходящий сигнал еще доходит до датчика D_3 . Кроме того, в этом случае переотраженные сигналы от правой границы «завесы» (второе «эхо») отсутствуют.

Заключение

Проанализированы закономерности распространения и затухания гармонических волн в жидкости, содержащей парогазовые пузырьковые «завесы» и особенности динамики волн в зависимости от температуры жидкости, размеров пузырьков, объемного содержания, толщины «завесы». Предложены слои с парогазовыми пузырьками в жидкости, являющиеся защитным экраном, позволяющие полностью погасить импульсные сигналы.

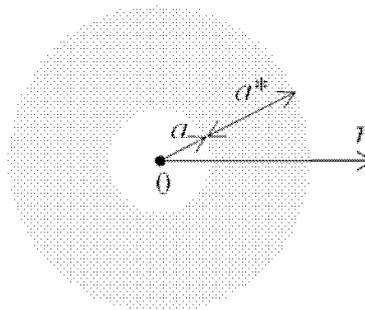
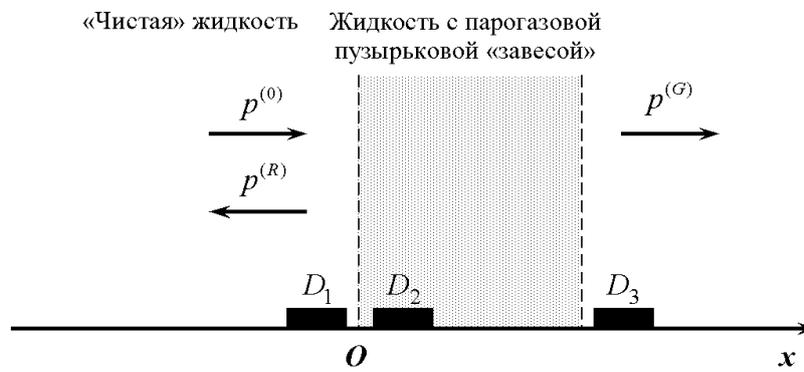
Приведенные результаты расчетов показывают, что с ростом температуры интенсивность затухания импульса давления проходящего сигнала через «завесу» усиливается. Это обстоятельство связано с ролью фазовых переходов при повышении температуры. С повышением температуры кардинально меняются акустические характеристики пузырьковой жидкости. Парогазовые пузырьковые слои в жидкости с толщиной $b = 0.2$ м, объемным содержанием $\alpha_{g0} = 10^{-3}$, при температуре $T_0 = 353\text{K}$, радиусе пузырьков $a_0 = 10^{-4}$ м и при температуре $T_0 = 373\text{K}$, радиусах пузырьков $a_0 = 10^{-3}, 10^{-4}, 10^{-5}$ м являются защитными экранами, так как импульсные сигналы полностью в них затухают. Поэтому импульсы давления для переотраженного сигнала от правой границы пузырькового слоя отсутствуют.

ЛИТЕРАТУРА

1. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред. Т. 1–2. М.: Наука, 1987. 464 с.
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.
3. Шагапов В. Ш., Вахитова Н. К. О распространении малых возмущений в парожидкостных пузырьковых средах // ПМТФ. 1984. № 5. С. 34.
4. Шагапов В. Ш., Сарапулова В. В. Особенности преломления и отражения звука на границе пузырьковой жидкости // Акуст. журн. 2015. Т. 61. №1. С. 40.
5. 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 // ТВТ. 2019. Т. 57. №2. С. 284–290.
6. Шагапов В. Ш., Галимзянов М. Н., Вдовенко И. И. Особенности отражения и прохождения акустических волн на границе «чистой» и пузырьковой жидкостей при «косом» их падении // ТВТ. 2019. Т. 57. №3. С. 464–468.
7. Шагапов В. Ш., Галимзянов М. Н., Вдовенко И. И. Акустика и устойчивость перегретой жидкости с газовыми зародышами // ПМТФ. 2019. №3. С. 85–95.
8. Кедринский В. К. Распространение возмущений в жидкости, содержащей пузырьки газа // ПМТФ. 1968. №4. С. 29–34.
9. Tien T. M. Sound propagation through a bubble screen at finite gas-volume fraction. Master Thesis. Tainan, Taiwan: National Cheng Kung University, 2001.
10. 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. №2. P. 256–263.
11. Leroy V., Strybulevych A., Page J. H., Scanlon M. G. Sound velocity and attenuation in bubbly gels measured by transmission experiments // J. Acoust. Soc. Am. 2008. V. 123. №4. P. 1931–1940.
12. Leroy V., Strybulevych A., Lanoy M., Lemoult F., Tourin A., Page J. H. Superabsorption of acoustic waves with bubble metascreens // Phys. Rev. B. 2015. V. 91. P. 020301.
13. Губайдуллин Д. А., Гафиятов Р. Н. Отражение и прохождение акустической волны через многофракционный пузырьковый слой // ТВТ. 2020. №1. С. 97–100.
14. Губайдуллин Д. А., Панин К. А., Федоров Ю. В. Акустика жидкости с покрытыми оболочкой каплями при наличии фазовых переходов // МЖГ. 2022. №4. С. 41–51.
15. Губайдуллин Д. А., Федоров Ю. В. Волновая динамика покрытых оболочкой включений в вязкоупругой среде // ПМТФ. 2020. №4. С. 22–30.
16. Gubaidullin A. A., Boldyreva O. Yu., Dudko D. N. Waves in porous media saturated with bubbly liquid // Journal of Physics: Conference Series. 2017. Vol. 899. P. 032011.
17. Лепендин Л.Ф. Акустика. М.: Высшая школа, 1978.
18. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 712 с.

Поступила в редакцию 28.02. 2023 г.

Приложение



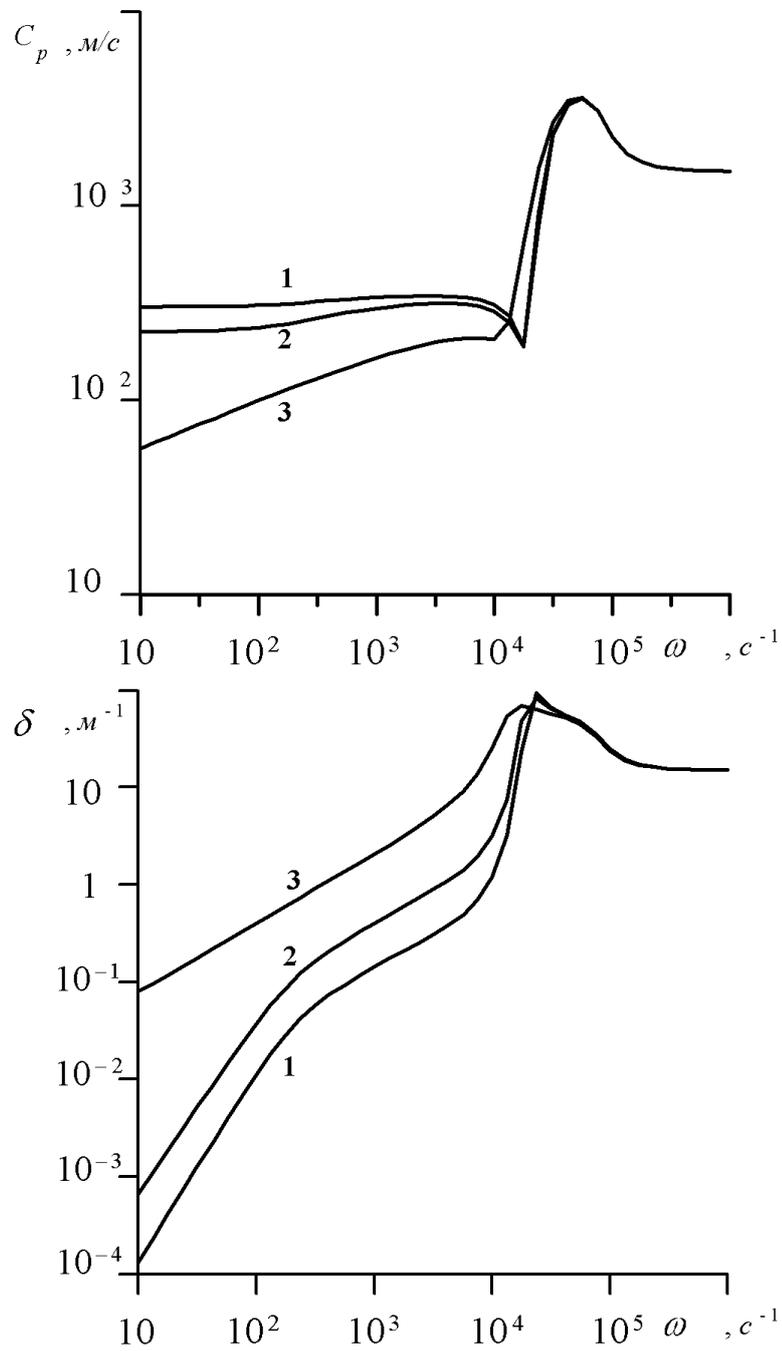


Рис. 3. Зависимости фазовой скорости и коэффициента затухания от частоты при $p_0=0.1$ МПа, $\alpha_{g0}=10^{-3}$, $a_0=10^{-3}$ м. Линии 1, 2 и 3 соответствуют значениям температуры: $T_0=300, 353, 373$ К и значениям массовой концентрации пара в пузырьках: $k_0 = 0.023, 0.362$ и 0.998 .

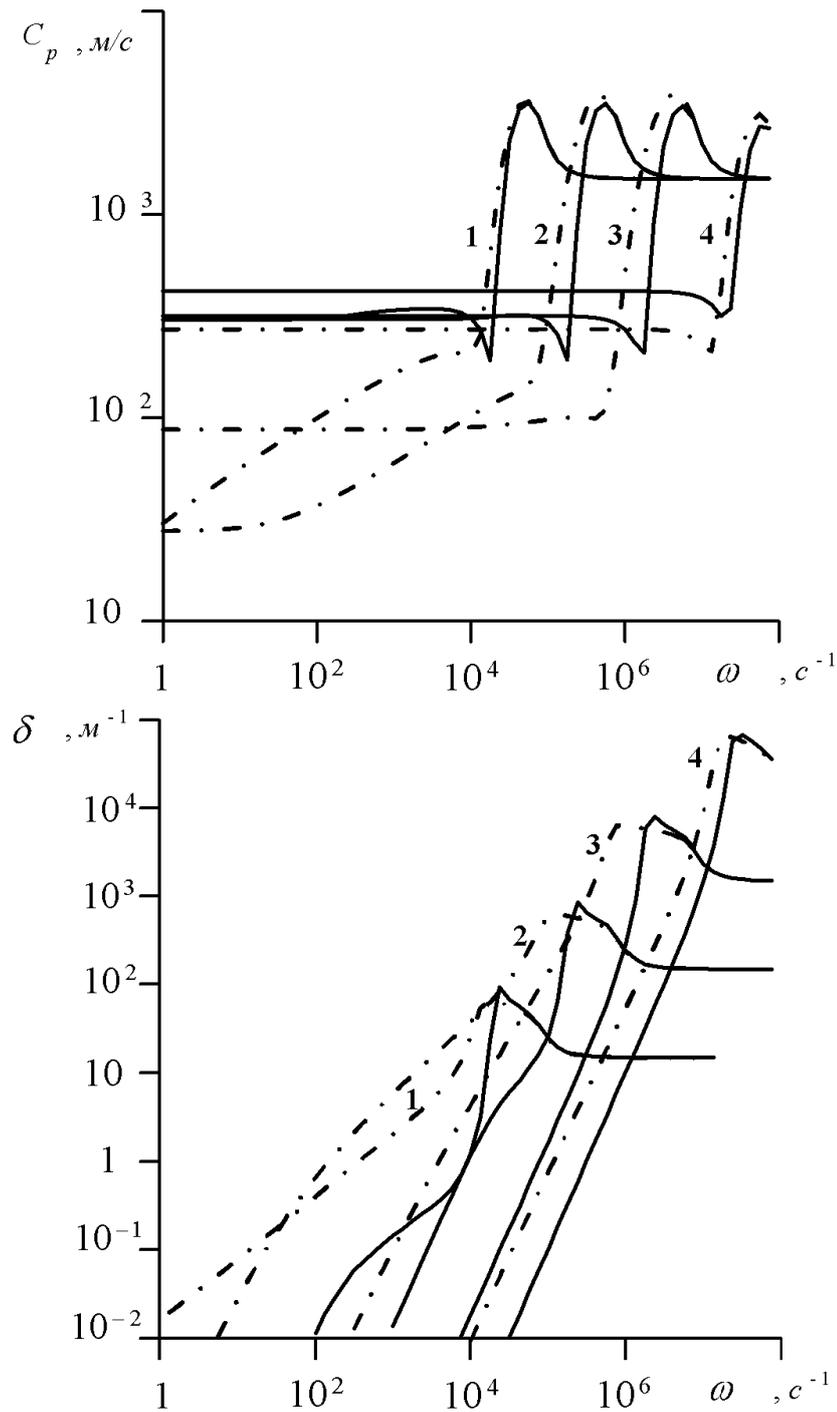


Рис. 4. Графики для фазовой скорости и коэффициента затухания от частоты возмущений при различных значениях радиуса пузырьков при температуре $T_0=300, 373$ К. Сплошные линии для $T_0=300$ К, штрихпунктирные линии для $T_0=373$ К, объемное содержание пузырьков $\alpha_{g0}=10^{-3}$. Линии 1-4 соответствуют значениям радиусов: $a_0=10^{-3}, 10^{-4}, 10^{-5}, 10^{-6}$ м.

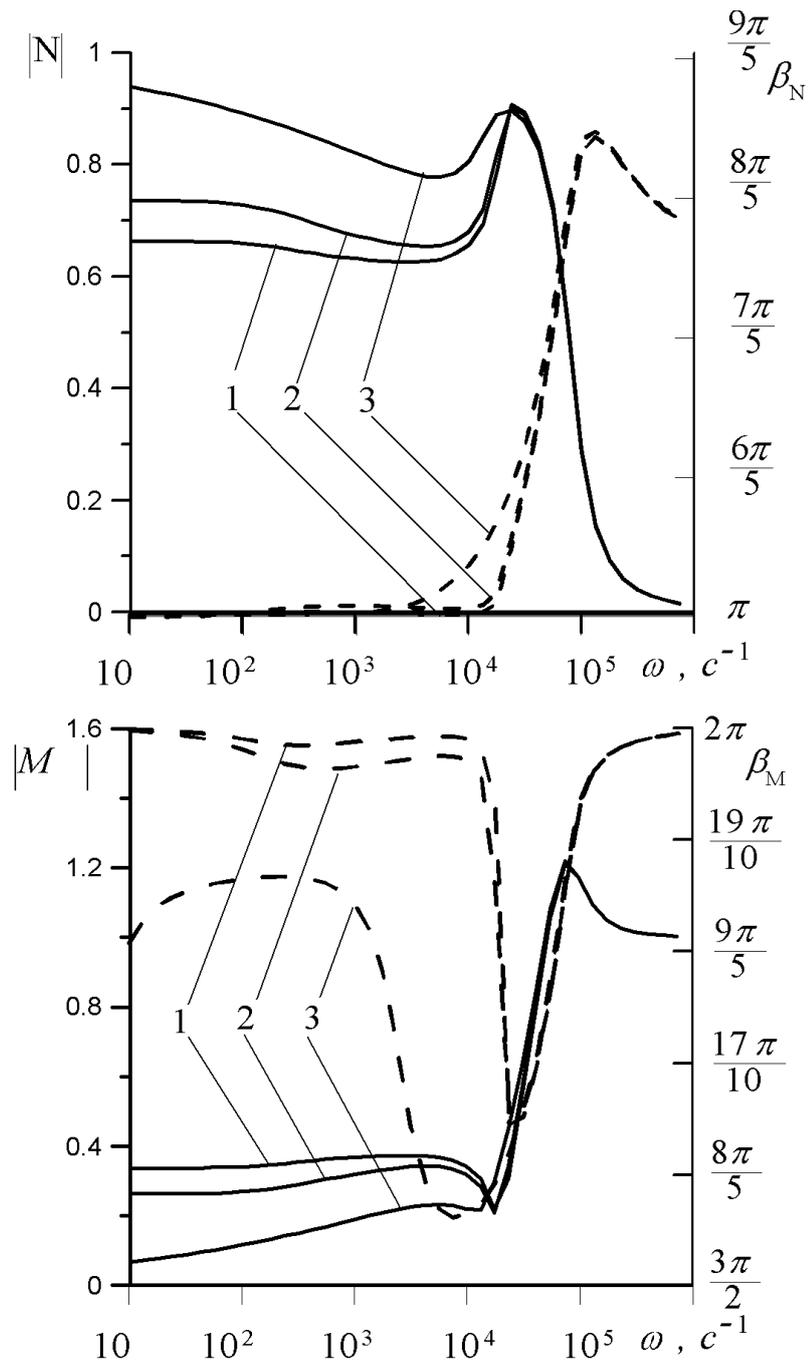


Рис. 5. Зависимости модулей коэффициентов отражения и прохождения возмущений от частоты представлены сплошными линиями, а зависимости аргументов коэффициентов отражения и прохождения возмущений от частоты представлены штриховыми линиями через левую границу «завесы» с парогазовыми пузырьками при различных значениях температуры, линии 1, 2, 3 соответствуют значениям температуры: $T_0=300, 353, 373$ К.

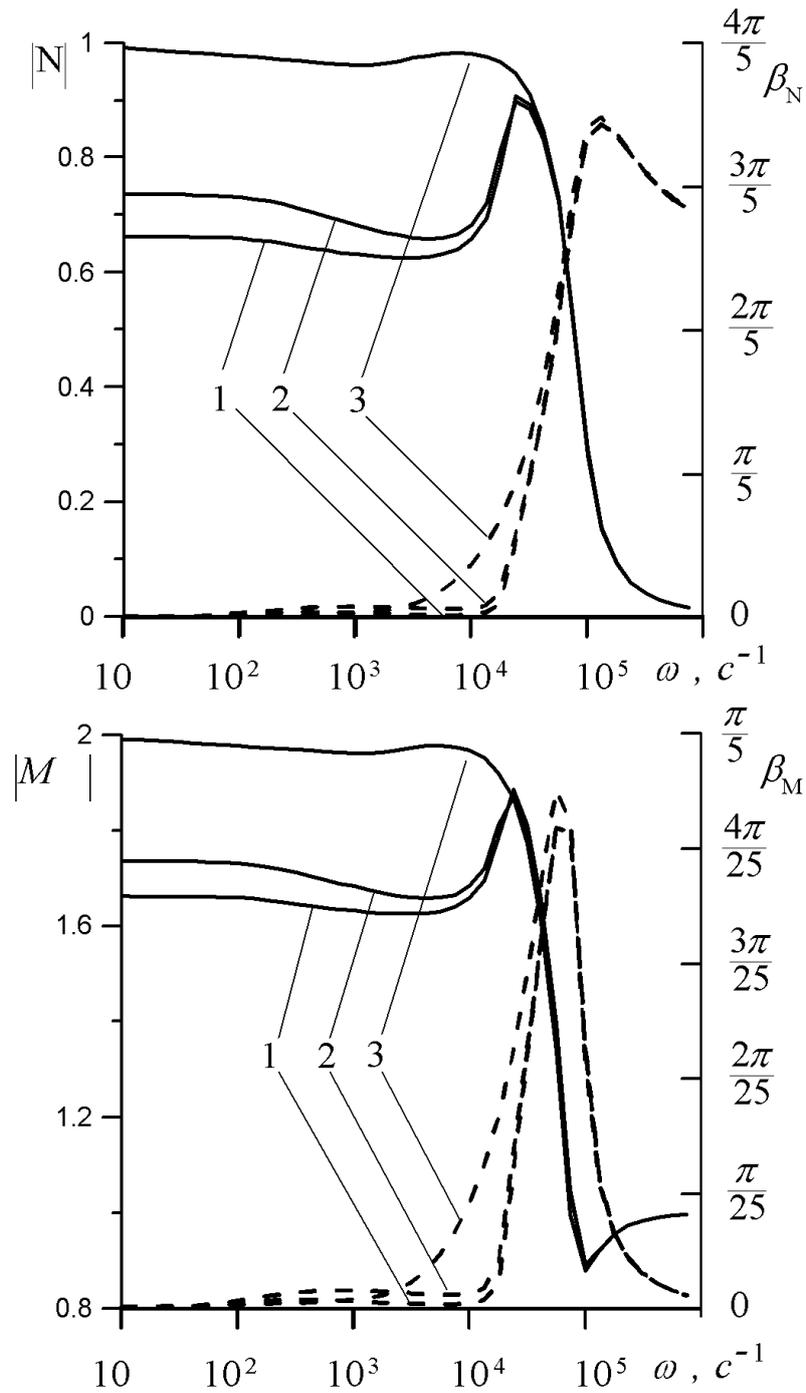


Рис. 6. Зависимости модулей коэффициентов отражения и прохождения возмущений от частоты представлены сплошными линиями, а зависимости аргументов коэффициентов отражения и прохождения возмущений от частоты представлены штриховыми линиями через правую границу «завесы» с парогазовыми пузырьками и «чистой» жидкости при различных значениях температуры, линии 1, 2, 3 соответствуют значениям температуры: $T_0=300, 353, 373$ К.

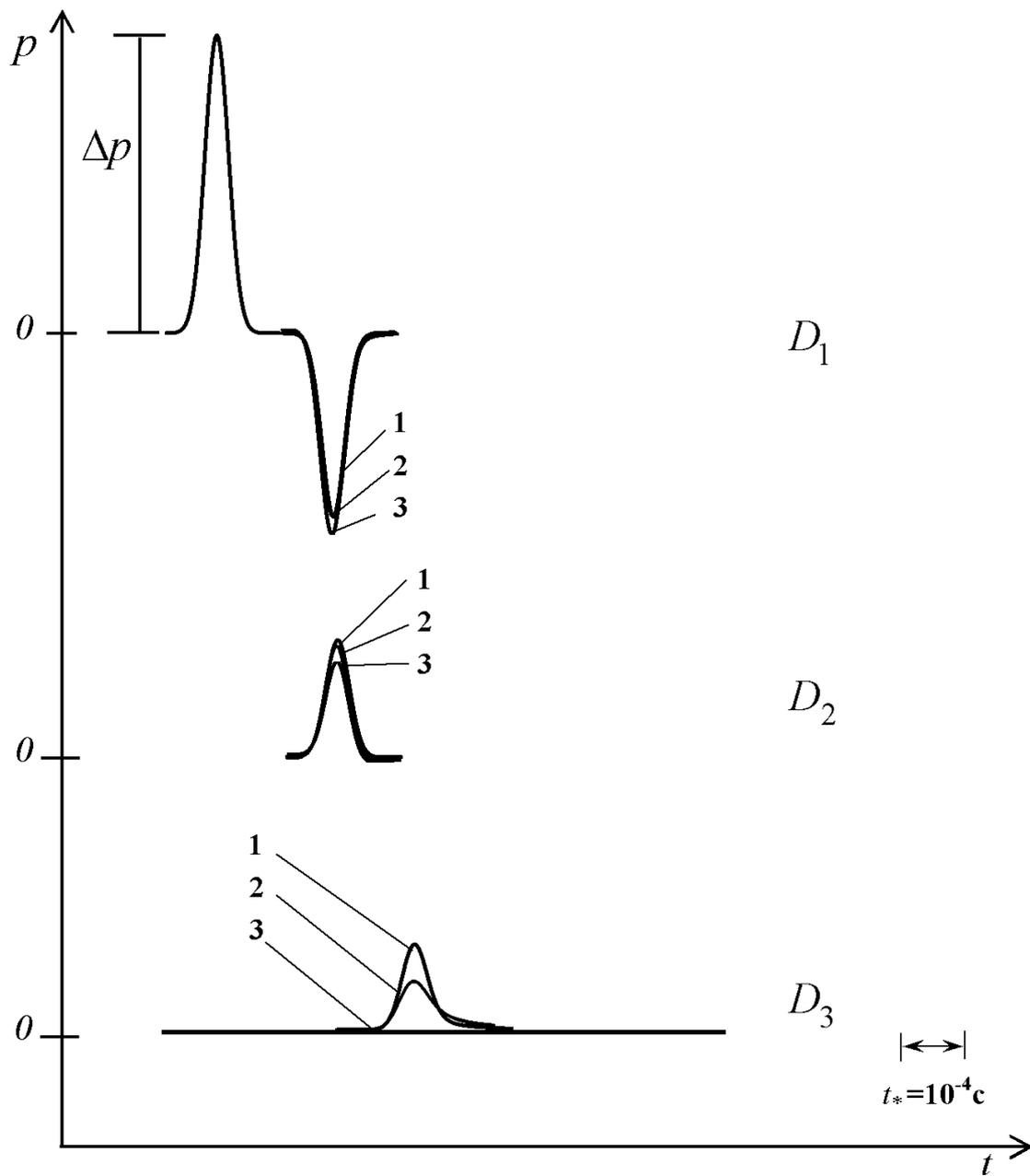


Рис. 7. Динамика волновых сигналов при прохождении через “завесу” с парогазовыми пузырьками в жидкости при различных значениях температуры, линии 1, 2, 3 соответствуют значениям температуры: $T_0=300, 353, 373 \text{ K}$.

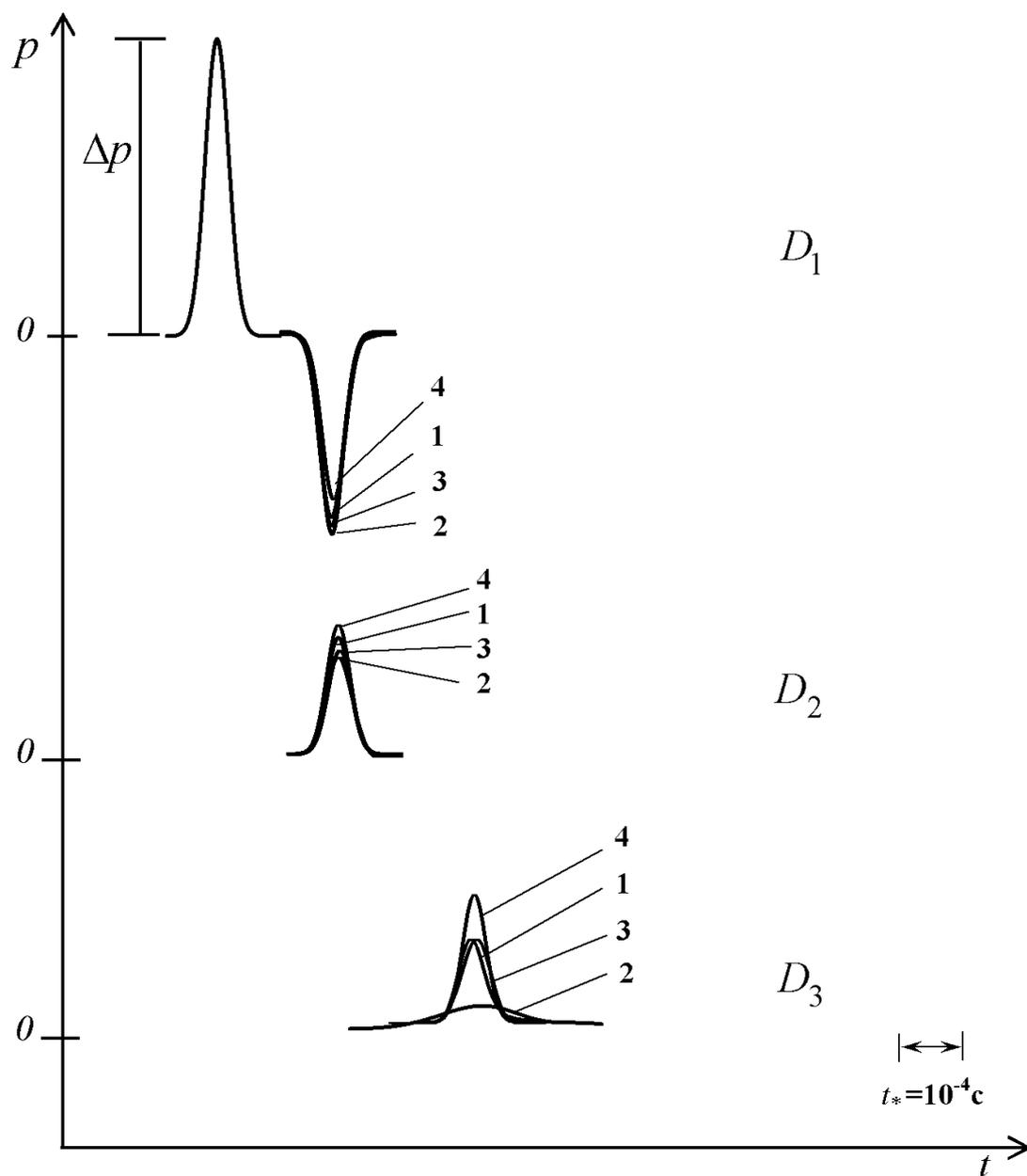


Рис. 8. Динамика волновых сигналов при прохождении через «завесу» с парогазовыми пузырьками в жидкости при различных значениях радиуса пузырьков при температуре $T_0=300$ К, линии 1, 2, 3 и 4 соответствуют значениям радиусов: $a_0=10^{-3}$, 10^{-4} , 10^{-5} и 10^{-6} м.

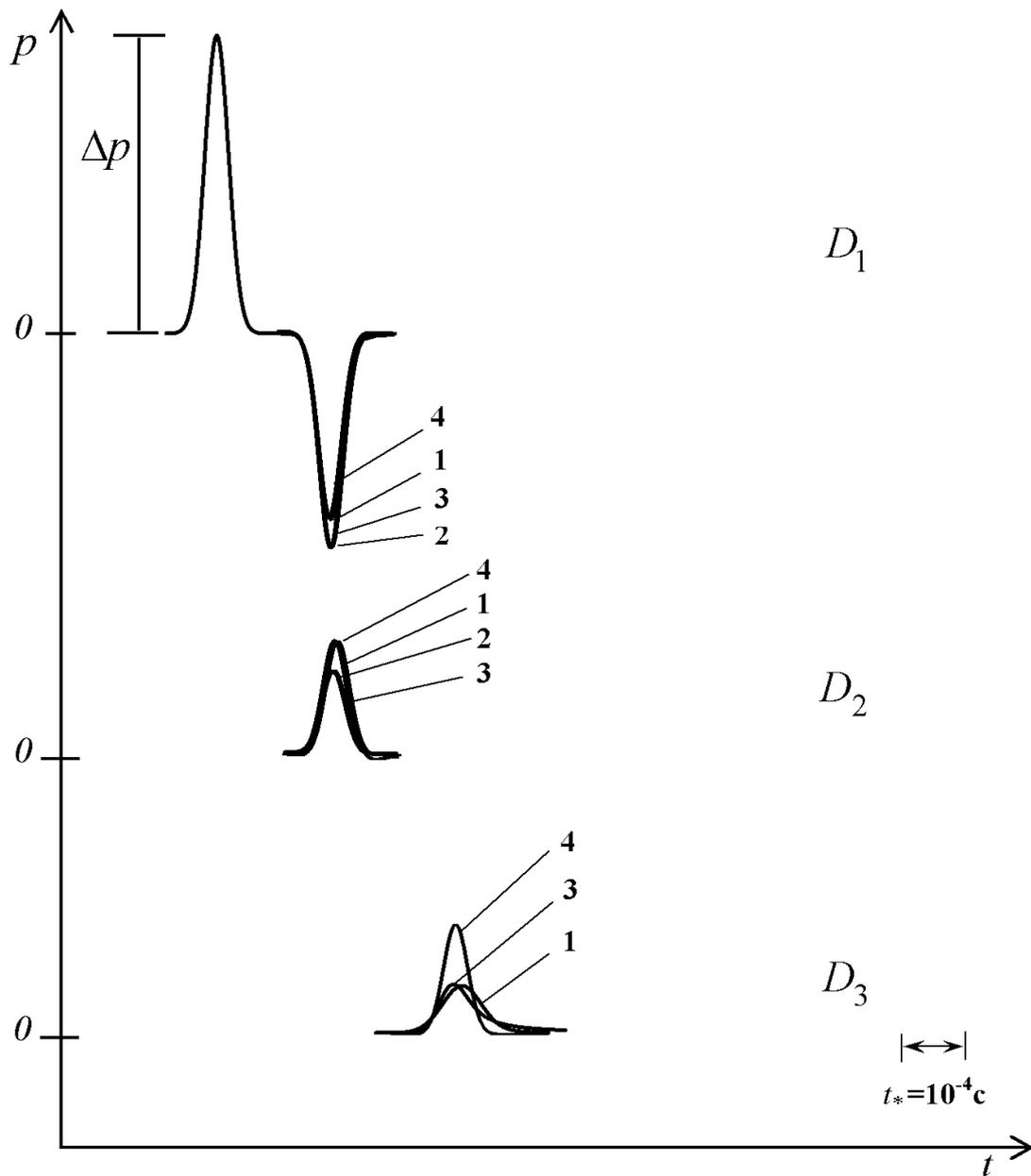


Рис. 9. Динамика волновых сигналов при прохождении через «завесу» с парогазовыми пузырьками в жидкости при различных значениях радиуса пузырьков при температуре $T_0=353 \text{ К}$. линии 1, 2, 3 и 4 соответствуют значениям радиусов: $a_0=10^{-3}$, 10^{-4} , 10^{-5} и 10^{-6} м.

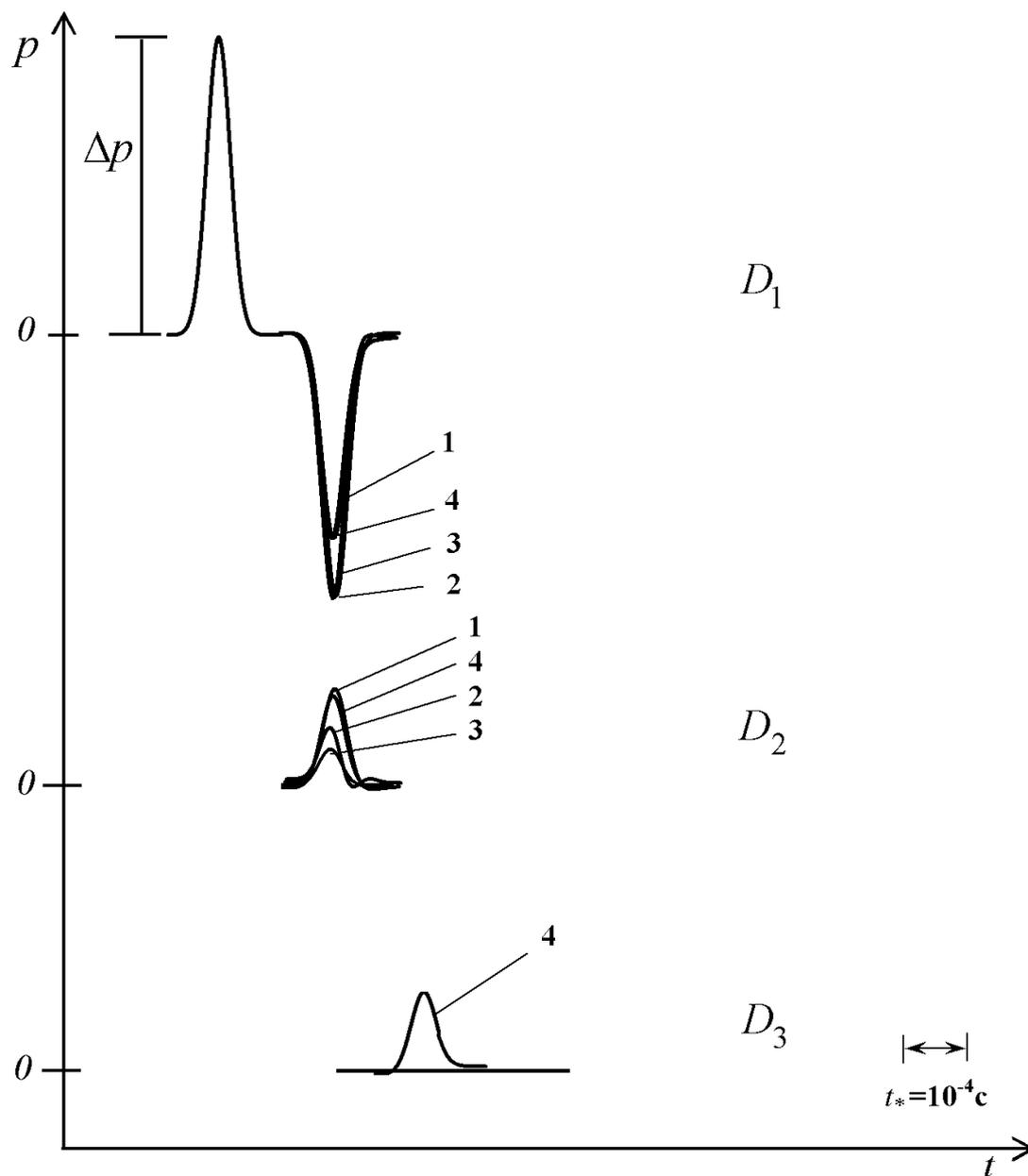


Рис. 10. Динамика волновых сигналов при прохождении через «завесу» с парогазовыми пузырьками в жидкости при различных значениях радиуса пузырьков при температуре $T_0=373$ К, линии 1, 2, 3 и 4 соответствуют значениям радиусов: $a_0=10^{-3}$, 10^{-4} , 10^{-5} и 10^{-6} м.

DOI: 10.33184/bulletin-bsu-2023.2.2

**FEATURES OF THE PASSAGE OF WAVE SIGNALS
THROUGH A LAYER WITH VAPOR-GAS BUBBLES IN A LIQUID****© V. Sh. Shagapov¹, Z. A. Bulatova^{2*},
G. F. Shayakhmetov², M. G. Shayakhmetov²**¹*R. R. Mavlyutov Institute of Mechanics, Ufa Federal Research Center of RAS
71 Oktyabrskaya Avenue, 450054 Ufa, Republic of Bashkortostan, Russia.*²*Institute of Oil Refining and Petrochemistry,
Ufa State Petroleum Technical University (Salavat branch)
22B Gubkin Street, 453250 Salavat, Republic of Bashkortostan, Russia.**Phone/fax: +7 (987) 580 04 17.***Email: b_za@mail.ru*

In many technological processes, accompanied by explosions and vibrations, there are urgent problems of protection against shock and noise effects on the environment. In particular, when dismantling underwater objects (for example, oil and gas pipelines), explosion energy is often used. There are requirements for compliance with safety rules and environmental standards. To protect underwater flora and fauna, as well as other objects in various technological processes from the effects of shock waves, you can use “veils” with bubbles. Here we study the effect of a bubble “veil” in a liquid on mitigating the effects of pressure waves.

The paper presents the results of studying dynamics of a wave signal passing through vapor-gas bubble “curtains” in a liquid, taking into account heat and mass transfer on the interfacial surface in an acoustic approximation. Based on numerical calculations, using the fast Fourier transform method, wave patterns for the evolution of pressure pulses are obtained, and the influence of various parameters of the state of a liquid with vapor-gas bubbles on the reflection and passage of acoustic waves through the “veil” is analyzed.

In this paper, the evolution of acoustic waves when passing through a liquid layer containing vapor-gas bubbles is considered. The regularities of propagation and attenuation of harmonic waves in a liquid containing vapor-gas bubble “veils” and the features of wave dynamics depending on the temperature of the liquid, the size of the bubbles, the volume content and the thickness of the “veil” are analyzed.

Keywords: acoustic waves, vapor-gas bubbles, mass concentration of vapor in bubbles, diffusion coefficient, thermal conductivity.

Received 28.02.2023.