

УДК 532.529:534.2

РАСПРОСТРАНЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В СМЕСИ ГАЗА С ПАРОМ, КАПЛЯМИ И ПОЛИДИСПЕРСНЫМИ ЧАСТИЦАМИ ТВЕРДОГО МАТЕРИАЛА С ФАЗОВЫМИ ПЕРЕХОДАМИ

Д.А. Губайдуллин, Ю.В. Федоров
gubajdullin@mail.knc.ru, kopperfildd@yandex.ru

Изучено распространение акустических волн в смеси газа с паром, каплями и полидисперсными частицами твердого материала с фазовыми переходами. Представлена математическая модель, получено дисперсионное соотношение, рассчитаны дисперсионные кривые. Проанализировано влияние фазовых превращений на диссипацию и дисперсию малых возмущений.

Введение

Значительный интерес к проблемам и задачам механики многофазных сред обусловлен широким распространением таких систем в природе и их интенсивным использованием в современной технике, например в энергетике и машиностроении [1]. При этом наиболее распространенными процессами в многофазных средах являются волновые процессы, носящие нестационарный характер. Учет влияния полидисперсного состава взвеси на распространение монохроматических возмущений в однокомпонентных смесях газа с частицами или пара с каплями выполнен в [2]. В [3] исследованы особенности распространения монохроматических волн в двухкомпонентных полидисперсных смесях газа с паром и каплями жидкости. Распространение сферических и цилиндрических волн малой амплитуды в полидисперсных туманах с фазовыми превращениями рассмотрено в [4]. Получена общая дисперсионная зависимость волнового числа от частоты колебаний и теплофизических свойств фаз. В [5] изучен аномальный эффект немонотонной зависимости диссипации слабых гармонических и импульсных возмущений от массовой концентрации капель m в монодисперсных аэрозолях с тепломассообменом. Достаточно полное изложение линейной теории распространения плоских возмущений в

моно- и полидисперсных двухфазных смесях газа с паром и каплями жидкости дано в [6].

Реальные дисперсные системы представляют собой смеси газа или жидкости с частицами, каплями или пузырьками разных веществ, часто с существенно различными теплофизическими свойствами, поэтому изучение волновых процессов в таких системах имеет особое значение. Ранее было исследовано распространение звуковых волн в двухфракционных смесях [8], когда каждая из фракций является монодисперсной газовзвесью. Однако исследование нестационарных волновых процессов в дисперсных смесях газа с твердыми частицами обычно осложняется необходимостью учета полидисперсного состава (неодинаковости размеров включений) взвеси, поскольку реальные газовзвеси являются существенно полидисперсными. При описании движения таких систем следует учитывать реальное распределение диспергированных включений по размерам, а также межфазный обмен массой, импульсом и теплом. В работе [9] исследовалась дисперсия и диссипация акустических волн в двухфракционных смесях газа с полидисперсными частицами разных материалов и размеров. В настоящей работе впервые изучено распространение звуковых волн в смеси газа с паром, каплями и полидисперсными частицами твердого материала с фазовыми переходами.

Основные уравнения

Для получения системы линейных интегро-дифференциальных уравнений возмущенного движения смеси газа с паром, каплями и полидисперсными частицами твердого материала необходимо проинтегрировать аналогично [6] линеаризованные уравнения сохранения массы, импульса и энергии для отдельной фракции по радиусу частиц твердого материала. В итоге система будет иметь вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho'_1}{\partial t} + \rho_{10} \frac{\partial v'_1}{\partial x} &= -n_0 j_{V\Sigma}, & \frac{\partial \rho'_{V'}}{\partial t} + \rho_{V0} \frac{\partial v'_1}{\partial x} &= -n_0 j_{V\Sigma}, \\ \frac{\partial \rho'_{2a}}{\partial t} + \rho_{20}^a \frac{\partial v'_{2a}}{\partial x} &= n_0 j_{\Sigma}, & \frac{\partial \rho'_{2b}}{\partial t} + \rho_{20}^b \left\langle \frac{\partial v'_{2b}}{\partial x} \right\rangle_b &= 0, \\ \frac{\partial v'_1}{\partial t} + \frac{1}{\rho_{10}} \frac{\partial p'_1}{\partial x} + m_a \frac{v'_1 - v'_{2a}}{\tau_{va}^*} + m_b \left\langle \frac{v'_1 - v'_{2b}}{\tau_{vb}^*} \right\rangle_b &= 0, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial v'_{2a}}{\partial t} &= \frac{v'_1 - v'_{2a}}{\tau_{va}^*}, \quad \frac{\partial v'_{2b}}{\partial t} = \frac{v'_1 - v'_{2b}}{\tau_{vb}^*}, \\
\frac{\partial T'_1}{\partial t} - \frac{1}{\rho_{10}^{\circ} c_{p1}} \frac{\partial p'_1}{\partial t} + \frac{T'_1 - T'_{\Sigma a}}{\tau_{T1a}^*} + \left\langle \frac{T'_1 - T'_{\Sigma b}}{\tau_{T1b}^*} \right\rangle_b &= 0, \quad (1) \\
\frac{\partial T'_{2a}}{\partial t} + \frac{T'_{2a} - T'_{\Sigma a}}{\tau_{T2a}^*} = 0, \quad \frac{\partial T'_{2b}}{\partial t} + \frac{T'_{2b} - T'_{\Sigma b}}{\tau_{T2b}^*} &= 0, \\
\frac{g_0 c_{p1}}{m_a} \frac{T'_1 - T'_{\Sigma a}}{\tau_{T1a}^*} + g_0 c_{2a} \frac{T'_{2a} - T'_{\Sigma a}}{\tau_{T2a}^*} &= -l_0 j_{\Sigma}, \\
\frac{c_{p1}}{m_b} \frac{T'_1 - T'_{\Sigma b}}{\tau_{T1b}^*} + c_{2b} \frac{T'_{2b} - T'_{\Sigma b}}{\tau_{T2b}^*} = 0, \quad p'_V &= \frac{C_V^2}{\gamma_V \alpha_{10}} \rho'_V + \frac{p_{V0}}{T_{10}} T'_1, \\
p'_1 &= \frac{C_1^2}{\gamma_1 \alpha_{10}} \left((1 - \Delta \bar{R} k_V) \rho'_1 + \Delta \bar{R} \rho'_V \right) + \frac{p_{10}}{T_{10}} T'_1, \\
p'_{VS} &= \frac{l_0 \rho_{V0}^{\circ}}{T_{10}} T'_{\Sigma a}, \quad j_{\Sigma} = j_{V\Sigma}.
\end{aligned}$$

Интенсивность межфазного взаимодействия в соответствии с соотношениями [1,7] записывается следующим образом

$$\begin{aligned}
j_{\Sigma} &= g_0^a \frac{m_a^{\circ}}{p_{10}} \frac{p'_{V\Sigma} - p'_{VS}}{\tau_{\beta}}, \quad j_{V\Sigma} = g_0^a \frac{m_a^{\circ}}{p_{10}} \frac{p'_V - p'_{V\Sigma}}{\tau_{k1}^*}, \quad g_0^j = \frac{4\pi}{3} j^3 \rho_{2j}^{\circ}, \\
k_V &= \frac{\rho_V}{\rho_1}, \quad k_G = \frac{\rho_G}{\rho_1}, \quad k_V + k_G = 1, \quad m_j = \frac{\rho_{20j}}{\rho_{10}}, \quad m_j^{\circ} = \frac{\rho_1^{\circ}}{\rho_{2j}^{\circ}}, \quad (j = a, b), \\
\rho_1 &= \rho_V + \rho_G, \quad p_1 = p_V + p_G, \quad R_1 = k_V R_V + k_G R_G, \quad \lambda_1 = k_V \lambda_V + k_G \lambda_G, \\
\mu_1 &= k_V \mu_V + k_G \mu_G, \quad c_{p1} = k_V c_{pV} + k_G c_{pG}, \quad \Delta \bar{R} = \frac{R_V - R_G}{R_{10}}, \quad \bar{R}_V = \frac{R_V}{R_{10}}, \\
\tau_{\beta} &= \frac{1}{3} \frac{\sqrt{2\pi} \gamma_1 C_V a}{\gamma_V \beta C_1^2}, \quad \tau_{k1}^* = \frac{\bar{R}_V (1 - k_V) \tau_d}{3(1 + y)}, \quad y = \frac{1 - i}{\sqrt{2}} (\omega \tau_d)^{\frac{1}{2}}, \quad \tau_d = \frac{a^2}{D_1}, \\
\tau_{vj}^* &= \tau_{vj} \left[1 + \frac{1 - i}{\sqrt{2}} (\omega \tau_{\mu 1j})^{\frac{1}{2}} \right]^{-1}, \quad \tau_{vj} = \frac{2}{9} \frac{\rho_{2j}^{\circ} j^2}{\mu_1}, \quad \tau_{\mu 1j} = \frac{\rho_1^{\circ} j^2}{\mu_1}, \quad (j = a, b)
\end{aligned}$$

$$\tau_{T1j}^* = \frac{\alpha_{10}}{3\alpha_{20j}} \frac{\tau_{\lambda 1j}}{1+z_{1j}}, \quad \tau_{\lambda 1j} = \frac{\rho_1^{\circ} c_{p1} j^2}{\lambda_1}, \quad z_{1j} = \frac{1-i}{\sqrt{2}} (\omega \tau_{\lambda 1j})^{\frac{1}{2}}, \quad (j = a, b)$$

$$\tau_{T2j}^* = \frac{\tau_{\lambda 2j}}{3} \frac{[3z_{2j} - (3 - z_{2j}^2) thz_{2j}]}{z_{2j}^2 (thz_{2j} - z_{2j})}, \quad \tau_{\lambda 2j} = \frac{\rho_{2j}^{\circ} c_{2j} j^2}{\lambda_{2j}},$$

$$z_{2j} = \frac{1-i}{\sqrt{2}} (\omega \tau_{\lambda 2j})^{\frac{1}{2}}, \quad (j = a, b), \quad \langle h \rangle_b = \frac{1}{\rho_{20}} \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} N(b) g_0^b h db.$$

Переменные с индексом 1 относятся к несущей фазе, с индексом 2 – к дисперсной; с индексом V – к паровой составляющей несущей фазы, с индексом G – к газовой составляющей. Штрихи вверху используются для обозначения возмущения параметров, индекс 0 соответствует начальному невозмущенному состоянию. Переменные с индексом a относятся к каплям радиуса a , с индексом b – к твердым частицам радиуса b , Σ – к поверхности раздела. Здесь ρ – приведенная плотность, ρ° – истинная плотность, v – скорость, α – объемное содержание, p – давление, C_1 – скорость звука в газе, c_p – теплоемкость при постоянном давлении, T – температура, m – относительное массовое содержание частиц, τ_T – время релаксации температур, τ_v – время релаксации скорости, μ_1 – коэффициент динамической вязкости несущей среды, β – коэффициент аккомодации, D_1 – коэффициент бинарной диффузии, $j_{V\Sigma}$ – диффузионный поток пара к поверхности капли, j_{Σ} – интенсивность конденсации на поверхности индивидуальной капли, k_V и k_G – концентрации пара и газа в несущей фазе смеси, $N(b)$ – функция распределения частиц по размерам.

Записанная система уравнений (1) замкнута и может быть использована для изучения распространения акустических волн в парогасокапельной смеси с полидисперсными твердыми частицами в плоском случае.

Исследуем решение этой системы уравнений, имеющий вид прогрессивных волн для возмущений φ' ($\varphi' = \rho'_1, \rho'_{2a}, \rho'_{2b}, p'_1, T'_1 \dots$).

$$\varphi' = A_{\varphi} \exp[i(K_* x - \omega t)] \quad (2)$$

$K_* = K + iK_{**}$, $C_p = \omega / K$, $\sigma = 2\pi K_{**} / K$, где i – мнимая единица, K_* – комплексное волновое число, K_{**} – линейный коэффициент затухания, C_p – фазовая скорость, ω – частота возмущений, σ – декремент затухания на длине волны.

Из условия существования у системы линейных уравнений (1) нетривиального решения вида (2) можно получить следующее дисперсионное соотношение

$$\left(\frac{C_1 K_*}{\omega} \right)^2 = V(\omega) D(\omega), \quad (3)$$

$$V(\omega) = 1 + \frac{m_a}{1 - i\omega\tau_{va}^*} + \frac{m_b}{\left\langle 1 - i\omega\tau_{vb}^* \right\rangle_b},$$

$$D(\omega) = 1 + \frac{(\gamma_1 - 1)m_{2a} \left[H_2 - \bar{R}_V k_V \gamma_1 (\bar{R}_V \bar{c}_1 H_3 - 2\bar{l}_0 H_1) - M_1 \Lambda \right] + \xi t_b Z}{\left[1 + m_{2a} (H_2 - B H_3 - M_2 \Lambda) \right] + \eta t_b Z},$$

$$H_1 = eZ, \quad H_2 = (e_{1a} - Le)Z, \quad H_3 = e(1 - e_{1a} t_{ea})Z, \quad \Lambda = LH_1^2 + H_2 H_3,$$

$$Z = \frac{1}{1 - t_{ea}(e_{1a} - Le)}, \quad e = \frac{1}{i\omega(\tau_\beta + \tau_{k1}^*)}, \quad e_{1a} = \frac{c_{2a}}{m_a^\circ c_{p1}(1 - i\omega\tau_{T2a}^*)},$$

$$\tau_{\Sigma 1a}^* = \frac{\alpha_{2a}}{\alpha_{10}} \tau_{T1a}^*, \quad t_b = \frac{m_b c_{2b}}{c_{p1}} \left\langle \frac{1}{1 - i\omega\tau_{Tb}^*} \right\rangle_b, \quad \tau_{Tb}^* = \tau_{T2b}^* + \frac{m_b c_{2b}}{c_{p1}} \tau_{T1b}^*,$$

$$\xi = 1 - e_{1a} t_{ea} (1 - M_{2a} e) + L e t_{ea} - m_{2a} B e, \quad \bar{l}_0 = \frac{l_0}{C_1^2}, \quad L = k_V (\gamma_1 - 1) \gamma_1 \bar{l}_0^2,$$

$$\eta = -1 + \gamma_1 + e(L(\gamma_1 - 1)t_{ea} + m_{2a} B - m_{2a} \gamma_1 \bar{R}_V) - e_{1a} t_{ea} (\gamma_1 - 1) -$$

$$- M_{2a} e t_{ea} e_{1a} + \gamma_1 e \bar{R}_V t_{ea} m_{2a} e_{1a}, \quad B = \bar{R}_V (1 - k_V \bar{R}_V), \quad M_{2a} = m_{2a} B,$$

$$M_1 = m_{2a} \bar{R}_V \bar{c}_1 (\gamma_1 - 1 + k_V \bar{R}_V), \quad m_{2a} = m_a m_a^\circ, \quad \bar{c}_1 = \frac{1}{\gamma_1 - 1}.$$

В частном случае двухфракционной смеси газа с каплями и полидисперсными твердыми частицами без фазовых переходов дисперсионное соотношение имеет вид [9], а именно если считать, что одна фракция монодисперсная, то есть выбрать функцию

распределения в виде $N(a) = \delta(a - a_0)$, где через δ обозначена δ -функция Дирака, a_0 – радиус капель, получим

$$\left(\frac{C_1 K_*}{\omega}\right)^2 = V(\omega) D(\omega), \quad (4)$$

$$V(\omega) = 1 + \frac{m_a}{1 - i\omega\tau_{va}^*} + \frac{m_b}{\left\langle 1 - i\omega\tau_{vb}^* \right\rangle_b},$$

$$D(\omega) = 1 + (\gamma_1 - 1) \frac{\frac{m_a c_{2a}}{c_{p1}} \frac{1}{1 - i\omega\tau_{Ta}^*} + \frac{m_b c_{2b}}{c_{p1}} \left\langle \frac{1}{1 - i\omega\tau_{Tb}^*} \right\rangle_b}{1 + \frac{m_a c_{2a}}{c_{p1}} \frac{1}{1 - i\omega\tau_{Ta}^*} + \frac{m_b c_{2b}}{c_{p1}} \left\langle \frac{1}{1 - i\omega\tau_{Tb}^*} \right\rangle_b},$$

$$\tau_{Tj}^* = \tau_{T2j}^* + \frac{m_j c_{2j}}{c_{p1}} \tau_{T1j}^*, \quad (j = a, b).$$

Асимптотики

Получены выражения для равновесной C_e и замороженной C_f скоростей звука в парогазокапельной смеси с полидисперсными твердыми частицами из дисперсионного соотношения (3) при предельных переходах $\omega \rightarrow 0$ и $\omega \rightarrow \infty$ соответственно:

$$C_e = C_1 \left[\frac{\gamma_e}{m_1 \gamma_1} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad C_f = C_1,$$

$$m_1 = 1 + m_a + m_b,$$

$$\gamma_e = \frac{\left(\frac{m_a c_{2a}}{c_{p1}} + \frac{m_b c_{2b}}{c_{p1}} + 1 \right) \bar{R}_V (1 - k_V \bar{R}_V) + L}{\left(\frac{m_a c_{2a}}{c_{p1}} + \frac{m_b c_{2b}}{c_{p1}} \right) \bar{R}_V + L - \frac{\bar{R}_V}{\gamma_1} (-1 + k_V (\gamma_1 - 1) (-\bar{R}_V + 2\bar{l}_0 \gamma_1))}.$$

В случае $k_V = 0$, $L = 0$, то есть при распространении акустических волн в двухфракционных газозвесьях без фазовых переходов, результат хорошо согласуется с [9]. В этом случае

$$\gamma_e = \frac{c_{p1} + m_a c_{2a} + m_b c_{2b}}{c_{p1} / \gamma_1 + m_a c_{2a} + m_b c_{2b}}.$$

Низкочастотная асимптотика K_{**} имеет вид

$$K_{**}^{(0)}(\omega) = \frac{C_e}{2C_1^2} \left[m_1 d_1 + \frac{\gamma_1}{\gamma_e} d_2 \right] \omega^2,$$

$$d_1 = m_a \tau_{va} + m_b \tau_{vb5,3},$$

$$z = 15c_{p1}m_{2a}((c_{2a}m_a + c_{2b}m_b)\bar{R}_V(1 - k_V\bar{R}_V) + c_{p1}(\bar{R}_V + k_V((\gamma_1 - 1)\gamma_1\bar{l}_0 - \bar{R}_V)))^2,$$

$$\xi = \left(\frac{1}{15} \frac{\rho_{2b}^\circ c_{2b}}{\lambda_{2b}} + \frac{m_b c_{2b} \alpha_{10} \rho_1^\circ}{3\alpha_{2b} \lambda_1} \right) b_{5,3}^2,$$

$$\begin{aligned} d_2 = & ((5c_{p1}(3(c_{p1} + (c_{2a}m_a + c_{2b}m_b)\gamma_1)\tau_\beta + L(c_{p1} + c_{2b}m_b\gamma_1)\tau_{\lambda 1a}) + \\ & + (5c_{2b}m_b\gamma_1(c_{p1}(-3\xi m_{2a} + (1 - k_V)\tau_d + c_{2a}m_a\tau_{\lambda 1a}) + \\ & + c_{p1}(-5c_{p1}(k_V - 1)\tau_d + c_{2a}m_a(5\tau_{\lambda 1a} - \gamma_1(5(k_V - 1)\tau_d + m_{2a}\tau_{\lambda 2a}))))\bar{R}_V + \\ & + 5c_{2a}c_{p1}k_V m_a(\gamma_1 - 1)\tau_{\lambda 1a}\bar{R}_V^2)((c_{2a}m_a + c_{2b}m_b)\bar{R}_V(k_V\bar{R}_V - 1) + \\ & + c_{p1}(-\bar{R}_V + k_V((1 - \gamma_1)\gamma_1\bar{l}_0^2 + \bar{R}_V^2))) + ((c_{2a}m_a + c_{2b}m_b)\gamma_1\bar{R}_V + \\ & + c_{p1}(\bar{R}_V + k_V(\gamma_1 - 1)(-\gamma_1\bar{l}_0 + \bar{R}_V)^2))(-5c_{2a}c_{2b}m_a m_b\tau_{\lambda 1a}\bar{R}_V(k_V\bar{R}_V - 1) + \\ & + 5c_{p1}^2(3\tau_\beta + L\tau_{\lambda 1a} - (k_V - 1)\tau_d\bar{R}_V) + c_{p1}(5c_{2b}m_b(3\tau_\beta + L\tau_{\lambda 1a} + \\ & + (-3\xi m_{2a} + (1 - k_V)\tau_d)\bar{R}_V + 3\xi k_V m_{2a}\bar{R}_V^2) + c_{2a}m_a(15\tau_\beta + \\ & + \bar{R}_V(-5(k_V - 1)\tau_d - (5\tau_{\lambda 1a} - m_{2a}\tau_{\lambda 2a})(-1 + k_V\bar{R}_V)))))) / z. \end{aligned}$$

На диссипацию низкочастотных возмущений существенное влияние оказывают как эффекты межфазного трения, так и межфазный тепломассообмен.

Высокочастотная асимптотика K_{**} имеет вид

$$K_{**}^{(\infty)}(\omega) = \frac{1}{2C_1} \left[(W_1 + W_3)\sqrt{\omega} + W_2 + 2W_1W_3 + W_4 \right],$$

$$\begin{aligned}
W_1 &= \frac{m_a}{\tau_{va}} \sqrt{\frac{\tau_{\mu 1a}}{2}} + \frac{m_b}{\tau_{vb3,2}} \sqrt{\frac{\tau_{\mu 1b3,2}}{2}}, \\
W_2 &= \frac{m_a}{\tau_{va}} \left(1 - \frac{\tau_{\mu 1a}}{\tau_{va}}\right) + \frac{m_b}{\tau_{vb3,1}} \left(1 - \frac{\tau_{\mu 1b3,1}}{\tau_{vb3,1}}\right), \\
W_3 &= (\gamma_1 - 1)(\chi + \eta), \quad \chi = \frac{3m_b c_{2b} \alpha_{2b}}{\sqrt{2}(c_{2b} m_b \alpha_{10} \sqrt{\tau_{\lambda 1b3,2}} + c_{p1} \alpha_{2b} \sqrt{\tau_{\lambda 2b3,2}})}, \\
\eta &= \frac{3c_{2a} m_a m_a^\circ}{\sqrt{2}(c_{2a} \sqrt{\tau_{\lambda 1a}} + c_{p1} m_a^\circ \sqrt{\tau_{\lambda 2a}})}, \\
\psi &= \frac{3m_b c_{2b} \alpha_{2b} (-c_{2b} m_b \alpha_{10} + 3c_{p1} \alpha_{2b})}{(c_{2b} m_b \alpha_{10} \sqrt{\tau_{\lambda 1b3,1}} + c_{p1} \alpha_{2b} \sqrt{\tau_{\lambda 2b3,1}})^2}, \\
W_4 &= 2\eta^2 (\gamma_1 - 1) \left[\frac{c_{p1}}{c_{2a} m_a} + \frac{3m_{2a} - 1}{3m_{2a}} \right] + (\gamma_1 - 1)(\psi + 2\chi^2 + 4\chi\eta) - \\
&\quad - \frac{2k_V \gamma_1 \eta^2}{9m_{2a} \tau_\beta} \left[\bar{R}_V \sqrt{\tau_{\lambda 1a}} + \frac{c_{p1} m_a^\circ}{c_{2a}} \sqrt{\tau_{\lambda 2a}} (\bar{l}_0 (1 - \gamma_1) + \bar{R}_V) \right]^2, \\
b_{i,j} &= \left[\frac{\langle b^i \rangle}{\langle b^j \rangle} \right]^{\frac{1}{i-j}} \quad - \text{средний радиус частиц, } \langle b^i \rangle = \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} N(b) b^i db.
\end{aligned}$$

При больших ω коэффициент затухания определяется в основном главным членом асимптотики. При распространении высокочастотных возмущений значительное влияние на диссипацию возмущений оказывают эффекты межфазного трения и теплообмена, а влияние межфазного массообмена проявляется незначительно.

Результаты

На рис. 1, 2 проиллюстрировано влияние межфазного массообмена на вид зависимости относительной скорости звука и декремента затухания на длине волны от безразмерной частоты

колебаний $\omega\tau_{va}$. Расчеты проведены с помощью дисперсионных соотношений (3), (4). Рассматривалась смесь воздуха с паром, каплями воды радиуса $a_0 = 10^{-5}$ м и частицами песка, радиус которых изменялся от 10^{-7} м до 10^{-6} м, с массовым содержанием частиц песка $m_b = 0,3$ и каплей $m_a = 0,3$ при давлении несущей фазы $p_1 = 0,1$ МПа ($T_0 = 271$ °К) с учетом фазовых превращений (сплошная линия I) и без учета фазовых превращений (штриховая линия II). Функция распределения частиц $N(b) = b^{-3}$.

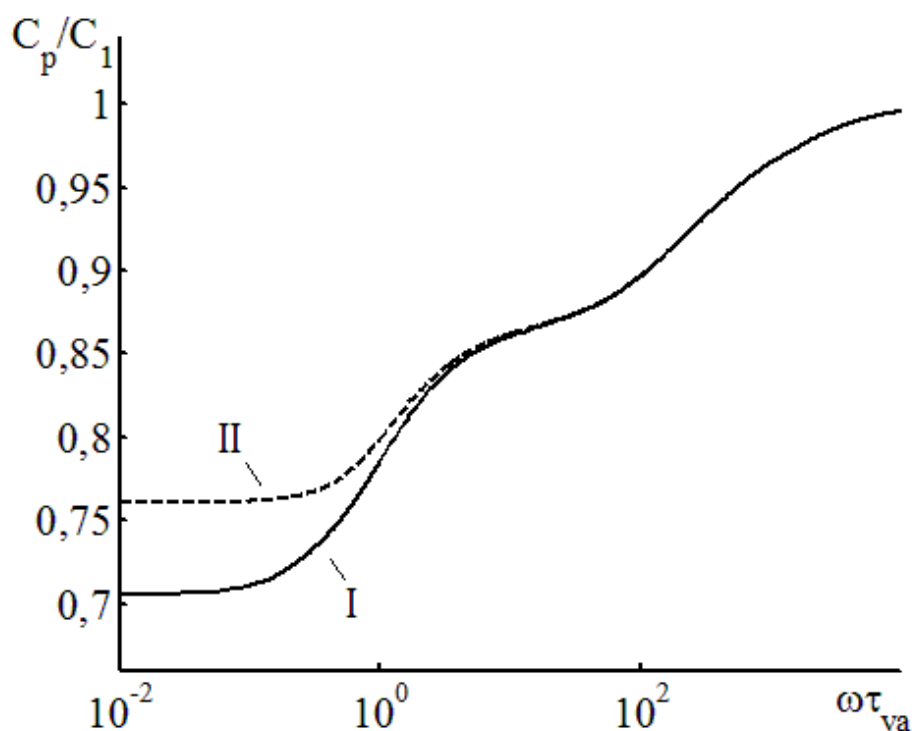


Рис. 1 Зависимость относительной скорости звука на длине волны от безразмерной частоты колебаний

Из рис. 1 видно, что учет фазовых превращений приводит к уменьшению относительной скорости звука на длине волны при частотах ($\omega\tau_{va} < 10$) и практически не влияет на относительную скорость звука на частотах ($\omega\tau_{va} > 10$).

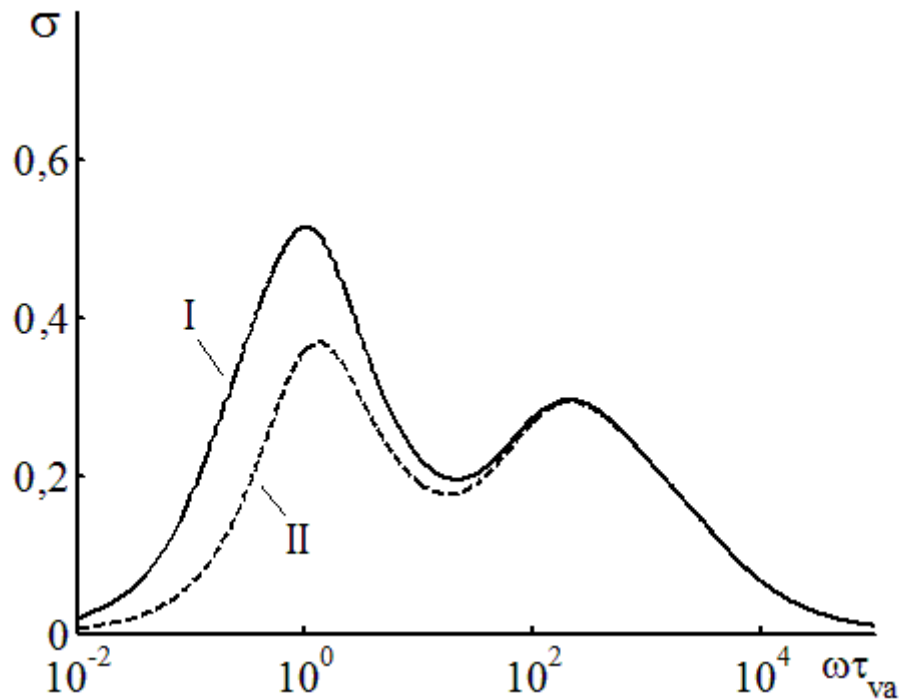


Рис. 2 Зависимость декремента затухания на длине волны от безразмерной частоты колебаний

Из рис. 2 следует, что учет фазовых переходов приводит к увеличению декремента затухания на длине волны при частотах ($\omega\tau_{va} < 10^2$) и практически не влияет на декремент затухания на частотах ($\omega\tau_{va} > 10^2$).

На рис. 3 а), б) показаны зависимости коэффициента затухания от безразмерной частоты колебаний при различном массовом содержании капель и частиц (I – $m_a = m_b = 0,3$; II – $m_a = m_b = 0,5$; III – $m_a = m_b = 0,9$), низкочастотная (рис. 3а) и высокочастотная (рис. 3б) асимптотики (штриховые линии). Из рис. 3 а), б) следует, что низкочастотная асимптотика является хорошим приближением линейного коэффициента затухания на частотах $\omega\tau_{va} < 0,3$, а высокочастотная асимптотика на частотах $\omega\tau_{va} > 10^5$.

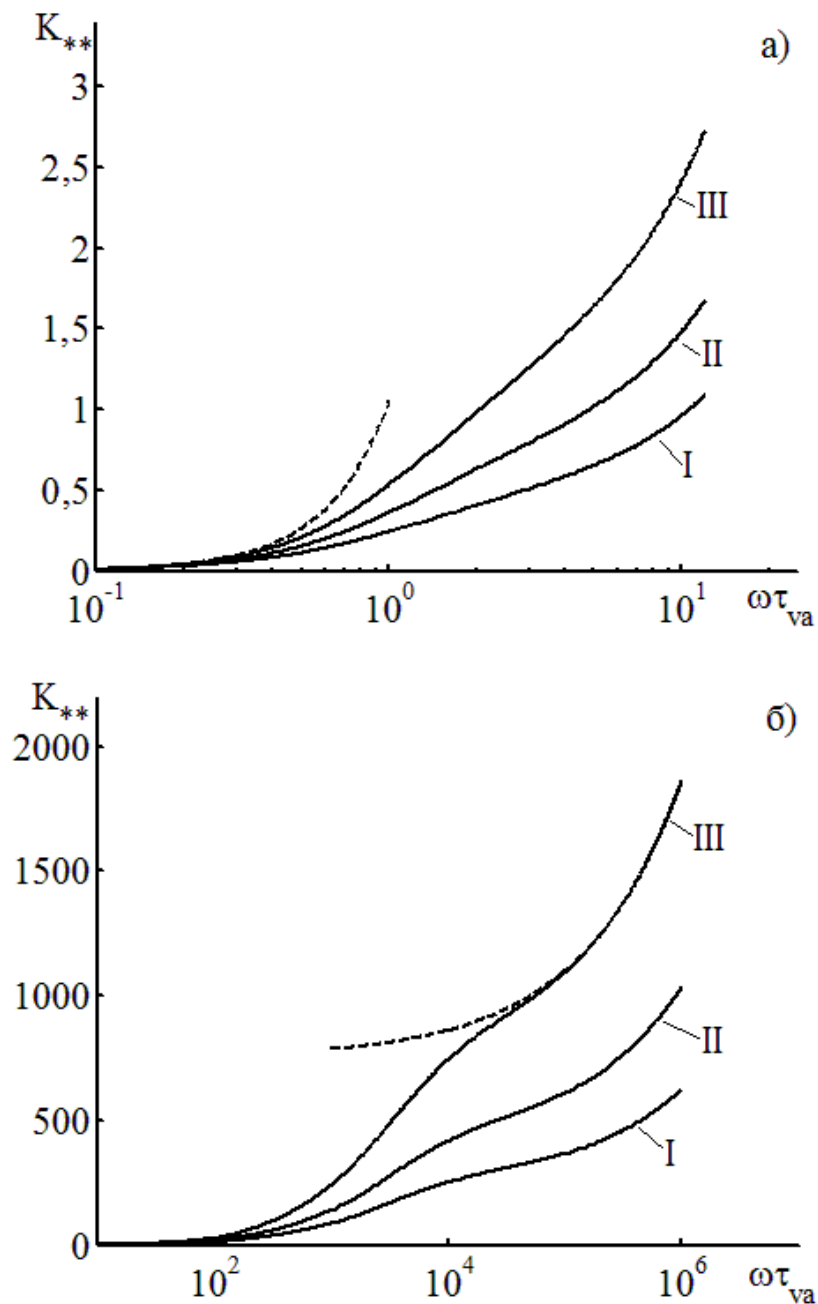


Рис. 3 Зависимость коэффициента затухания от безразмерной частоты колебаний

Заключение

Представлена замкнутая система линейных интегродифференциальных уравнений движения для двухфракционной смеси газа с паром, каплями и полидисперсными твердыми частицами, когда одна из фракций участвует в межфазных фазовых переходах. Получено дисперсионное соотношение, определяющее распространение плоских возмущений малой амплитуды. Получены

равновесная и замороженная скорости звука, низкочастотная и высокочастотная асимптотики линейного коэффициента затухания. Проанализировано влияние фазовых переходов на распространение акустических волн в двухфракционной смеси газа с паром, каплями и полидисперсными твердыми частицами.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Нигматулин Р.И.* Динамика многофазных сред. Ч.1,2. М.: Наука, 1987.
2. *Гумеров Н.А., Ивандаев А.И.* Распространение звука в полидисперсных газовзвесах // Журнал прикл. мех. и техн. физ. - 1988. № 5. -С. 115-124.
3. *Губайдуллин Д.А., Ивандаев А.И.* Влияние полидисперсности на распространение звука в смесях газа с паром и каплями жидкости // Журнал прикл. мех. и техн. физ. 1993. № 4. С. 75-83.
4. *Губайдуллин Д.А.* Сферические и цилиндрические волны малой амплитуды в полидисперсных туманах с фазовыми превращениями // Изв. РАН. МЖГ. 2003. №5. С. 85-94.
5. *Нигматулин Р.И., Ивандаев А.И., Губайдуллин Д.А.* Эффект немонотонной зависимости диссипации звука от концентрации капель в акустике газовзвесей // Докл. АН СССР, 1991. Т. 316, № 3. С. 601-605.
6. *Губайдуллин Д.А.* Динамика двухфазных парогасокапельных сред. Изд-во Казанского математического общества, 1998. 153 с.
7. *Губайдуллин Д.А., Ивандаев А.И.* Скорость и затухание звука в парогасокапельных системах. Роль тепломассообменных процессов // ПМТФ. 1987. № 3. С. 115-123.
8. *Губайдуллин Д.А., Никифоров А.А., Уткина Е.А.* Акустические волны в двухфракционных смесях газа с паром, каплями и твердыми частицами разных материалов и размеров при наличии фазовых превращений // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 2011. № 1. С. 83-89.
9. *Губайдуллин Д.А., Федоров Ю.В.* Распространение акустических волн в двухфракционных газовзвесах с полидисперсными частицами разных материалов и размеров. // Известия вузов. Проблемы энергетики. (В печати).