

УДК 532.546

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ ВОЛНОВОГО ИМПУЛЬСА ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЧЕРЕЗ ПОРИСТУЮ ПРЕГРАДУ

И. Г. Хусаинов, В. Л. Дмитриев

Стерлитамакская государственная педагогическая академия им. З. Бишевой,
453103 Стерлитамак
E-mail: admwell@yandex.ru

Изучается эволюция волнового импульса при прохождении через пористую преграду, расположенную в газе и насыщенную тем же газом. Рассмотрены случаи “открытой” и “закрытой” границ пористой преграды. Проанализировано влияние параметров пористой среды — начального значения объемной доли газа и размеров пор, а также межфазного теплообмена на эволюцию волнового импульса.

Ключевые слова: пористая среда, пора, граница раздела, акустическая волна, волновой импульс, объемная доля газа, межфазные силы, теплообмен.

Введение. Теоретическое и экспериментальное исследование распространения акустических волн в пористой среде является актуальным и позволяет развить представления о процессах, происходящих в пористых средах. Для ряда отраслей современной техники и многих технологий достаточно актуальна проблема подавления акустических, ударных и детонационных волн в газах. Большое внимание к этой проблеме обусловлено необходимостью разработки эффективных мер борьбы с шумами в различных технологических и энергетических установках, создания надежных систем взрывной защиты, обеспечивающих безопасность труда и технологического оборудования. Известно большое количество работ, посвященных изучению процессов распространения волн в пористых средах [1–13].

В [4, 5] рассмотрены процессы прохождения ступенчатой волной границы раздела газ — пористая среда и отражения ее от жесткой стенки, покрытой пористым материалом. Проанализировано влияние параметров пористой среды и волны на процесс отражения. Показано, что при увеличении толщины слоя материала до некоторого значения амплитуда колебаний полного напряжения на стенке увеличивается; при дальнейшем увеличении толщины слоя амплитуда не изменяется. В случае насыпной среды степень усиления может быть больше, чем в случае консолидированной среды. Степень усиления зависит также от толщины слоя, его структуры и размера зерен.

Влияние межфазных тепло- и массообменных процессов на распространение малых возмущений в пене рассмотрено в [9], где получено дисперсионное соотношение и исследована зависимость фазовой скорости и коэффициента затухания волны от параметров среды и возмущения.

В данной работе показано, что для исследования процесса эволюции волнового импульса, проходящего через пористую преграду типа губки, важен учет межфазных теплообменных процессов.

Основные уравнения и дисперсионная зависимость. Пусть волновой импульс, распространяясь по газу, воздействует на плоскую поверхность пористой среды, насыщенной тем же газом. Толщина пористой перегородки равна l , а высота и ширина достаточно большие, чтобы не учитывать краевые эффекты. Поверхность перегородки, на которую

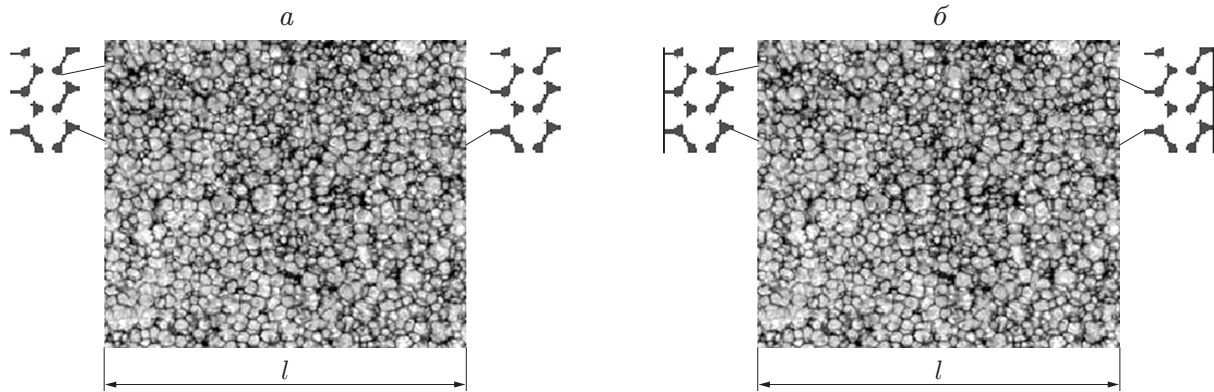


Рис. 1. Пористая перегородка с “открытой” (а) и “закрытой” (б) границами

воздействует начальный импульс, будем считать первой границей, а параллельную ей поверхность, расположенную на расстоянии l , — второй границей. В данной работе рассматриваются два различных случая воздействия волнового импульса на преграду, определяемые характером первой и второй границ:

1) если граница “открытая” (рис. 1, а), то газ, содержащийся в порах, расположенных непосредственно на границе, соприкасается со свободным газом, окружающим пористую среду;

2) если граница “закрытая” (рис. 1, б), то между пористой средой и свободным газом находится тонкая неупругая пленка нулевой массы.

При анализе распространения одномерных волн в насыщенной газом пористой среде будем считать, что длина волны намного больше размеров пор.

Запишем линеаризованные уравнения неразрывности для скелета пористой среды и газа в порах в двухскоростном приближении

$$\frac{\partial \rho_j}{\partial t} + \rho_{j0} \frac{\partial v_j}{\partial x} = 0, \quad (1)$$

где ρ_j , v_j — плотность и скорость j -й фазы соответственно; нижним индексом $j = s, g$ отмечены параметры скелета и газа в порах, дополнительным нижним индексом 0 — параметры, соответствующие невозмущенному начальному состоянию системы.

Уравнение импульсов для системы в целом запишем в виде

$$\rho_{g0} \frac{\partial v_g}{\partial t} + \rho_{s0} \frac{\partial v_s}{\partial t} = \frac{\partial \sigma_s^*}{\partial x} - \frac{\partial p_g}{\partial x}, \quad (2)$$

где p_g — давление в газовой фазе; σ_s^* — приведенное напряжение в скелете, определяемое через осредненное истинное напряжение σ_s^0 : $\sigma_s^* = \alpha_{s0}(\sigma_s^0 + p_g)$; α_{s0} — начальная объемная доля твердой фазы. Верхним индексом 0 отмечены параметры, соответствующие истинным значениям.

Примем для скелета модель Максвелла [14]. Тогда имеем

$$\alpha_{s0} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = \frac{1}{E_s} \frac{\partial \sigma_s^*}{\partial t} + \frac{\sigma_s^*}{\mu_s}, \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = \frac{\partial v_s}{\partial x}, \quad (3)$$

где E_s , μ_s — эффективные модуль упругости и коэффициент сдвига пористого скелета соответственно. Уравнение импульсов для газовой фазы имеет следующий вид [15]:

$$\rho_{g0} \frac{\partial v_g}{\partial t} = -\alpha_{g0} \frac{\partial p_g}{\partial x} - F. \quad (4)$$

Здесь α_{g0} — начальная объемная доля газовой фазы. В случае установившихся гармонических колебаний с частотой ω межфазную силу взаимодействия F можно представить в виде суммы трех сил

$$F = F_m + F_\mu + F_B,$$

где

$$F_m = -(1/2) \eta_m i \omega \alpha_{g0} \alpha_{s0} \rho_{g0}^0 (v_g - v_s), \quad F_\mu = \eta_\mu \alpha_{g0} \alpha_{s0} \mu_g a_0^{-2} (v_g - v_s),$$

$$F_B = \eta_B \alpha_{g0} \alpha_{s0} a_0^{-1} \sqrt{2 \rho_{g0}^0 \mu_g \omega} (1 - i) (v_g - v_s).$$

Здесь F_m — сила присоединенных масс, обусловленная инерционным взаимодействием фаз; F_μ — аналог силы вязкого трения Стокса; F_B — аналог силы Бассэ, возникающей вследствие нестационарных эффектов; μ_g — динамическая вязкость газа; η_m , η_μ , η_B — коэффициенты, зависящие от параметров пористой среды [3].

Процессы диссипации тепла в изучаемой системе определяются распределением микротемпературы вблизи межфазных границ. Для описания микронеоднородностей температуры используется сферическая ячеечная схема, предложенная в работах [15, 16]. При этом пористая среда, насыщенная газом, рассматривается как система сферических газовых пузырьков, окруженных слоем материала скелета. Таким образом, в каждой макроскопической точке, определяемой координатой x , вводится типичная ячейка, состоящая из газового пузырька и приходящейся на него доли скелета. Внутри ячейки имеется распределение температуры $T'_j(t, x, r)$ и плотности газа $\rho_g^0(t, x, r)$ (r — координата, отсчитываемая от центра ячейки). Давление внутри ячейки полагается однородным.

Связь между микроплотностью $\rho_g^0(t, x, r)$ и истинной плотностью $\rho_g^0(t, x)$, являющейся средней для газовой фазы, определяется с помощью выражения [9]

$$\rho_g^0 = \frac{3}{4\pi a^3} \int_0^a \rho_g^0 4\pi r^2 dr,$$

где a — радиус поры.

Для истинных плотностей ρ_j^0 и объемной доли фаз α_j можно записать следующие кинематические соотношения:

$$\rho_j = \alpha_j \rho_j^0, \quad \alpha_g + \alpha_s = 1.$$

Для описания распределения температуры в ячейке пористой среды запишем систему уравнений теплопроводности [9, 16]

$$\begin{aligned} \rho_{g0}^0 c_g \frac{\partial T'_g}{\partial t} &= \lambda_g r^{-2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T'_g}{\partial r} \right) + \frac{\partial p_g}{\partial t} \quad (0 < r < a_0), \\ \rho_{s0}^0 c_s \frac{\partial T'_s}{\partial t} &= \lambda_s \frac{\partial^2 T'_s}{\partial r^2} \quad (a_0 < r < a_0 + b_0), \end{aligned} \quad (5)$$

где λ_j , c_j ($j = g, s$) — теплопроводность и удельная теплоемкость при постоянном давлении соответственно; a_0 — средний радиус пор; b_0 — средняя полутолщина стенок пор.

Учитывая непрерывность температуры и теплового потока на поверхности раздела фаз $r = a_0$, граничные условия на ней для уравнений (5) запишем в виде

$$T'_g = T'_s, \quad \lambda_s \frac{\partial T'_s}{\partial r} = \lambda_g \frac{\partial T'_g}{\partial r} \quad (r = a_0).$$

Запишем условия ограниченности температур в центре пор и отсутствия теплообмена между ячейками (условие адиабатичности ячеек):

$$\frac{\partial T'_g}{\partial r} = 0 \quad (r = 0), \quad \frac{\partial T'_s}{\partial r} = 0 \quad (r = a_0 + b_0).$$

Газ, находящийся в порах среды, будем считать калорически совершенным. Тогда

$$p_g = \rho_g^0 R T'_g, \quad (6)$$

где R — газовая постоянная.

Решение системы уравнений (1)–(6) будем искать в виде бегущих волн:

$$\rho_j^0, v_j, p_j, \alpha_j \simeq \exp [i(Kx - \omega t)], \quad T'_j = T_j(r) \exp [i(Kx - \omega t)] \quad (7)$$

(ω — круговая частота; K — комплексное волновое число).

Подставляя решение в виде (7) в систему уравнений (1)–(6), после ряда преобразований получаем дисперсионную зависимость

$$K = \pm \frac{\omega}{C_g \sqrt{2}} \sqrt{B_1 + B_2 C_{gs}^2 \pm \sqrt{(B_1 + B_2 C_{gs}^2)^2 - 4B_3 C_{gs}^2}}, \quad (8)$$

где

$$B_1 = (1 + \chi_T)(1 + i\chi_V \alpha_{s0}), \quad B_2 = (1 + \beta(\alpha_{s0} + i\chi_V)/\alpha_{g0})\chi_\mu, \quad \chi_\mu = 1 + iE_s/(\omega\mu_s), \\ B_3 = \chi_\mu(1 + \chi_T)(1 + i\chi_V(\alpha_{s0} + \beta\alpha_{g0})), \quad C_{gs} = C_g/C_s, \quad \beta = \rho_{g0}^0/\rho_{s0}^0.$$

Скорости волны в газовой фазе C_g и в скелете C_s определяются с помощью формул $C_g = \sqrt{\gamma p_0/\rho_{g0}^0}$, $C_s = \sqrt{E_s/\rho_{s0}^0}$ (γ — показатель адиабаты).

Коэффициент χ_T в (8) учитывает влияние теплообмена между скелетом и газом, насыщающим поры среды, на динамику “быстрой” и “медленной” волн, распространяющихся в пористой среде, и определяется с помощью формулы [17]

$$\chi_T = 3\Pi_g(y_g)(\gamma - 1)/(1 + y_s \operatorname{cth}(y_s)\Pi_g(y_g)/\eta),$$

где

$$\Pi_g(y_g) = (y_g \operatorname{cth}(y_g) - 1)y_g^{-2}, \quad \eta = b_0\rho_{s0}^0 c_s/(a_0\rho_{g0}^0 c_g),$$

параметры y_g , y_s вычисляются по формулам $y_g = \sqrt{-i\omega a_0^2/\kappa_g}$ и $y_s = \sqrt{-i\omega b_0^2/\kappa_s}$; $\kappa_j = \lambda_j/(\rho_{j0}^0 c_j)$, $j = s, g$.

Влияние нестационарных сил межфазного взаимодействия на динамику “быстрой” и “медленной” волн определяется величиной χ_V :

$$\chi_V = -i\eta_m/2 + \eta_\mu \nu_g a_0^{-2}/\omega + \eta_B(1 - i)a_0^{-1}\sqrt{2\nu_g/\omega}, \quad \nu_g = \mu_g/\rho_{g0}^0.$$

Прохождение гармонических волн через пористую преграду. Пусть гармоническая плоская волна с круговой частотой ω , распространяясь по газу, падает перпендикулярно первой границе газ — пористая среда. Тогда движение слева от границы ($x < 0$) является суперпозицией двух волн — падающей и отраженной, давление и скорость которых определяются по формулам

$$p_e^{(o)} = A_{p,e}^{(o)} \exp [i(K_e x - \omega t)], \quad v_e^{(o)} = A_{v,e}^{(o)} \exp [i(K_e x - \omega t)], \\ p_e^{(r)} = A_{p,e}^{(r)} \exp [i(-K_e x - \omega t)], \quad v_e^{(r)} = A_{v,e}^{(r)} \exp [i(-K_e x - \omega t)].$$

Нижний индекс e соответствует параметрам газа, окружающего пористую среду, а верхние индексы o, r — параметрам падающей и отраженной волн. Амплитуды давления $A_{p,e}^{(m)}$ и скорости $A_{v,e}^{(m)}$ ($m = o, r$) падающей и отраженной гармонических волн связаны соотношениями

$$A_{p,e}^{(o)} = \rho_{e0}^0 C_e A_{v,e}^{(o)}, \quad A_{p,e}^{(r)} = -\rho_{e0}^0 C_e A_{v,e}^{(r)}.$$

Здесь ρ_{e0}^0 — плотность газа, окружающего пористую среду; C_e — скорость распространения волны в окружающей среде; K_e — волновое число.

При падении волны из газа на пористую среду в однородной среде возникает отраженная волна, в пористой среде — прошедшая, которая разделяется на две — “быструю” и “медленную”. Для определения коэффициентов отражения и прохождения падающей волны запишем граничные условия, количество которых должно соответствовать количеству возникающих волн. На границе $x = 0$ должны выполняться следующие условия [13]:

1) в случае “открытой” границы:

— непрерывность давления в газе: $p_e = p_g$;

— непрерывность нормальной компоненты усредненной по объему скорости на поверхности раздела: $v_e = \alpha_{g0} v_g + \alpha_{s0} v_s$;

— равенство сил, действующих на единицу площади поверхности (т. е. суммарные напряжения), по обе стороны от этой поверхности: $p_e = -\sigma_s^* + p_g$;

2) в случае “закрытой” границы:

— равенство скоростей газа и скелета: $v_e = v_s$;

— отсутствие относительного движения газа в порах и скелета: $v_g - v_s = 0$;

— непрерывность полного напряжения: $p_e = -\sigma_s^* + p_g$.

Здесь $p_e = p_e^{(o)} + p_e^{(r)}$, $v_e = v_e^{(o)} + v_e^{(r)}$ — результирующие возмущение давления и скорость частиц на границе со стороны однородной среды соответственно.

Результирующие возмущения эффективного напряжения в скелете и давления в газовой фазе определяются по формулам

$$\sigma_s^* = [A_{\sigma,a} \exp(iK_a x) + A_{\sigma,b} \exp(iK_b x)] \exp(-i\omega t),$$

$$p_g = [A_{p,a} \exp(iK_a x) + A_{p,b} \exp(iK_b x)] \exp(-i\omega t).$$

Здесь $A_{\sigma,a}$, $A_{p,a}$ и $A_{\sigma,b}$, $A_{p,b}$ — соответственно амплитуды напряжения и давления “быстрой” и “медленной” волн, распространяющихся по скелету и газовой фазе. Нижние индексы a и b соответствуют параметрам “быстрой” и “медленной” волн. Волновые числа для “быстрой” и “медленной” волн K_a и K_b определяются из (8).

Результирующие скорости движения скелета и газа в порах находятся из выражения

$$v_j = [A_{j,a} \exp(iK_a x) + A_{j,b} \exp(iK_b x)] \exp(-i\omega t) \quad (j = s, g).$$

Зависимости амплитуд возникающих волн от амплитуды падающей волны определим из граничных условий и уравнений движения. После этого с использованием третьего граничного условия найдем коэффициенты отражения N и прохождения M_b “медленной” и M_a “быстрой” волн на первой границе раздела:

— в случае “открытой” границы

$$M_b^{(op)} = \frac{2}{1 - z_b/z_a + \alpha_{g0}(1 + \chi T)(C_b - C_a z_b/z_a) \rho_{e0}^0 C_e / (\rho_{g0}^0 C_g^2)},$$

$$M_a^{(op)} = \frac{2}{1 - z_a/z_b + \alpha_{g0}(1 + \chi T)(C_a - C_b z_a/z_b) \rho_{e0}^0 C_e / (\rho_{g0}^0 C_g^2)},$$

$$N^{(op)} = M_b^{(op)} + M_a^{(op)} - 1,$$

$$C_j = \frac{\omega}{K_j}, \quad z_j = -\frac{\chi_\mu(B_1 C_s^2 / C_g^2 - C_s^2 / C_j^2)}{\beta \xi (1 + i \chi_V)}, \quad j = a, b;$$

— в случае “закрытой” границы

$$M_b^{(cl)} = \frac{2}{1 + \varphi(1 - z_a)/(1 - z_b) + \rho_{e0}^0 C_e (Q_a \varphi + Q_b)/(1 - z_b)},$$

$$M_a^{(cl)} = \frac{2}{1 + (1 - z_b)/((1 - z_a)\varphi) + \rho_{e0}^0 C_e (Q_a + Q_b/\varphi)/(1 - z_a)},$$

$$N^{(cl)} = M_b^{(cl)} + M_a^{(cl)} - 1,$$

$$Q_j = \frac{1 + i\alpha_{g0}\chi_V(1 + \chi_T)C_j^2/C_g^2}{(1 + i\chi_V)\rho_{g0}^0 C_j}, \quad \varphi = \frac{C_b}{C_a} \frac{\alpha_{g0}(1 + \chi_T) - C_g^2/C_b^2}{C_g^2/C_a^2 - \alpha_{g0}(1 + \chi_T)}.$$

Граничные условия при $x = l$ такие же, как и на границе $x = 0$, для которой также получены коэффициенты N и M_b, M_a .

Прохождение волнового импульса через пористую преграду. С использованием полученных выражений для коэффициентов отражения и прохождения гармонических плоских волн на первой и второй границах рассмотрим динамику волны конечной длительности, проходящей через пористую преграду. В зависимости от толщины пористой преграды будем рассматривать импульсы давлений, временная протяженность которых позволяет не учитывать влияние отраженного от противоположной границы импульса на прохождение им рассматриваемой границы.

Пусть слева от преграды на границу раздела газ — пористая среда падает импульс давления, имеющий колоколообразную форму и описываемый выражением

$$p^{(0)}(0, t) = \exp\left(-\left(\frac{t - t_m}{t_*/2}\right)^2\right).$$

Здесь t_* , t_m — соответственно временная протяженность исходного импульса и ширина импульса, т. е. момент времени, на который приходится максимум амплитуды этого импульса; $p^{(0)}(0, t)$ — распределение давления для падающей волны.

В численном расчете использовались параметры фаз при температуре среды $T_0 = 300$ К и давлении $p_0 = 10^5$ Па: для резины $\rho_{s0}^0 = 920$ кг/м³, $E_s = 10^8$ Па, $\mu_s = 10^8$ Па·с, $\lambda_s = 0,15$ Дж/(м·с·К), $c_s = 1571$ Дж/(кг·К); для воздуха $\rho_{g0}^0 = 1,25$ кг/м³, $\gamma = 1,4$, $\lambda_g = 0,027$ Дж/(м·с·К), $c_g = 1006$ Дж/(кг·К), $\alpha_{g0} = 0,9$, $\mu_g = 1,86 \cdot 10^{-5}$ Па·с.

Для коэффициентов, зависящих от параметров пористой среды, при межфазных силах приняты следующие значения: $\eta_m = 0,6$, $\eta_\mu = 7,5$, $\eta_V = 1,4$. Временная протяженность импульсного сигнала в расчетах равна $2,5 \cdot 10^{-4}$ с.

На рис. 2 представлены зависимости модуля коэффициента отражения на первой границе от частоты волны. Видно, что с увеличением частоты коэффициент отражения от “открытой” границы сначала уменьшается (сплошные линии 1–3), а затем увеличивается и выходит на асимптоту. Такое поведение кривой зависимости $|N|(\omega)$ обусловлено зависимостью χ_T от ω .

В случае “открытой” границы для коэффициентов отражения $N_1^{(op)}$ и $N_2^{(op)}$, определенных соответственно при начальных значениях радиусов пор a_1 и a_2 (линии 1, 3 на рис. 2), установлено соответствие $N_1^{(op)}(\omega) \approx N_2^{(op)}(\omega(a_1/a_2)^2)$.

Кроме того, расчеты показали, что учет силы Бассэ приводит к незначительному росту амплитуды отраженного импульса в случаях как мелкодисперсной, так и крупнодисперсной среды.

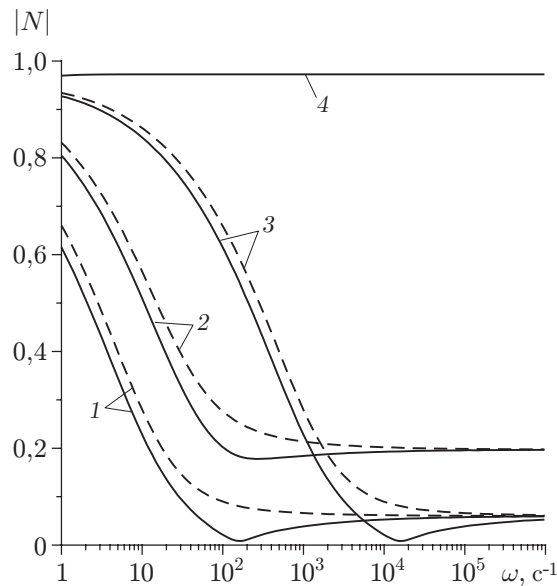


Рис. 2. Зависимость модуля коэффициента отражения от частоты волны на первой границе пористой перегородки с учетом (сплошные линии) и без учета (штриховые линии) межфазного теплообмена:

1–3 — “открытая” граница, 4 — “закрытая” граница; 1, 4 — $a_0 = 10^{-3}$ м, $\alpha_{g0} = 0,9$;
2 — $a_0 = 10^{-3}$ м, $\alpha_{g0} = 0,7$; 3 — $a_0 = 10^{-4}$ м, $\alpha_{g0} = 0,9$

В случае “закрытой” границы коэффициент отражения очень слабо зависит от начальной объемной доли газовой фазы α_{g0} , радиуса пор, учета межфазного теплообмена и межфазных сил. При этом для всех частот коэффициент отражения близок к единице ($N^{(cl)} \approx 0,98$).

На рис. 3 приведены расчетные зависимости $\Delta P(t)$, соответствующие координате $x = 0,55$ м, в случае прохождения импульса через пористую преграду толщиной $l = 0,5$ м с “открытой” границей. Из рис. 3 следует, что эволюция волнового импульса, проходящего через пористую перегородку, существенно зависит от начального радиуса пор, учета межфазного теплообмена и силы Бассэ, а также от исходной объемной доли газа в среде. В случае мелкодисперсных сред затухание импульса более значительное, чем в случае крупнодисперсных. Это объясняется тем, что за счет увеличения площади межфазной поверхности увеличиваются межфазная сила взаимодействия и межфазный теплообмен. Учет межфазного теплообмена и силы Бассэ приводит к дополнительному затуханию импульса, например, в случае $a_0 = 10^{-3}$ м амплитуда импульса уменьшается на 30–40 %, а в случае $a_0 = 10^{-4}$ м — на 50–60 %. При этом с уменьшением объемной доли газа α_{g0} влияние силы Бассэ на затухание импульса увеличивается (см. рис. 3, а, в).

На рис. 3, а, б возмущение, прошедшее через пористую преграду, не имеет двухволновую структуру (штриховая линия). Это обусловлено тем, что если при большой объемной доле газа в пористой среде межфазный теплообмен не учитывается, то при больших частотах ($\omega \geq 10^3$ с $^{-1}$) скорости “медленной” и “быстрой” волн различаются незначительно. Рассматриваемый в данной работе импульс состоит из таких частот.

Расчеты показали, что в случае “закрытой” границы импульс волны почти полностью отражается от первой границы. При этом в пористой среде возникает “быстрая” волна удвоенной амплитуды, которая распространяется по среде с незначительным затуханием. На рис. 4 приведены расчетные зависимости $\Delta P(t)$, показывающие эволюцию импульса при переходе через пористую преграду толщиной $l = 0,5$ м с “закрытой” грани-

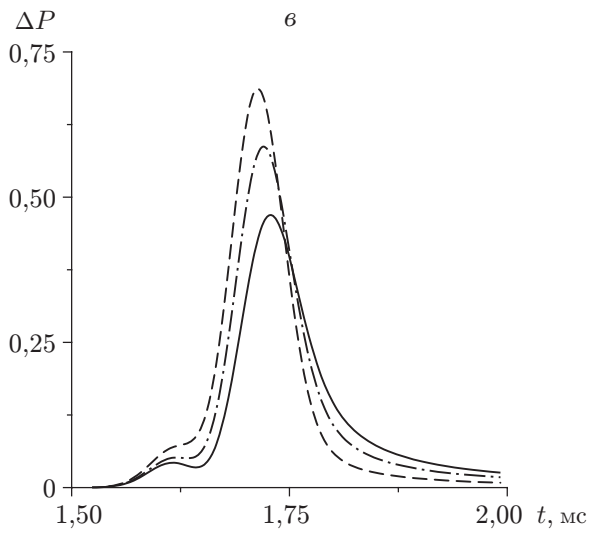
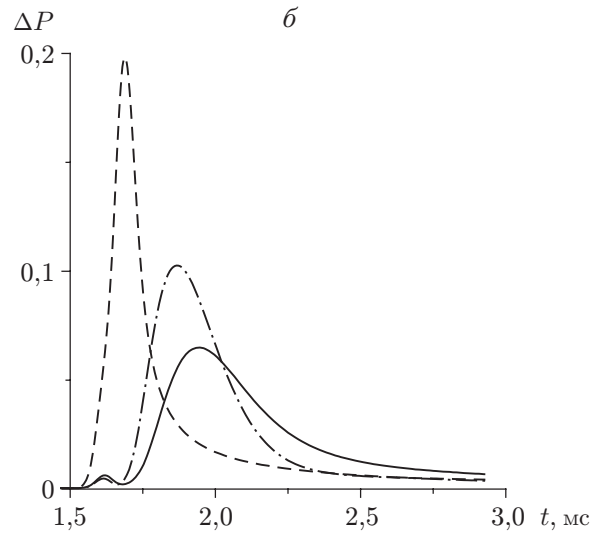
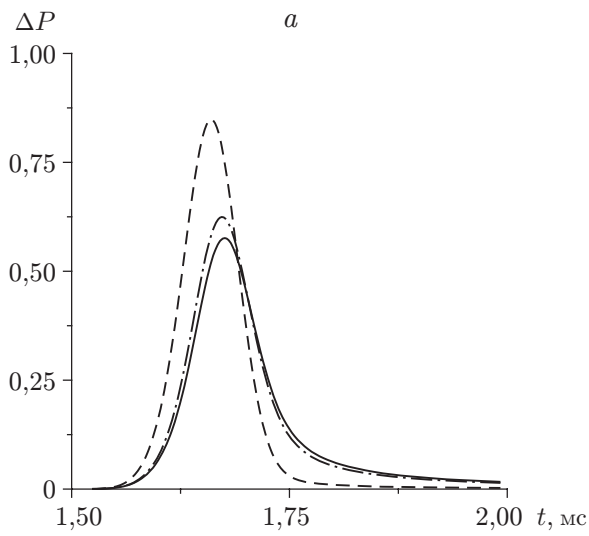


Рис. 3. Эволюция волн конечной длительности при переходе через пористую преграду с “открытой” границей:

a — $a_0 = 10^{-3}$ м, $\alpha_{g0} = 0,9$; b — $a_0 = 10^{-4}$ м, $\alpha_{g0} = 0,9$; $в$ — $a_0 = 10^{-3}$ м, $\alpha_{g0} = 0,7$; сплошные линии — с учетом межфазных сил и межфазного теплообмена; штриховые — с учетом межфазных сил и без учета межфазного теплообмена; штрихпунктирные — без учета силы Бассэ и с учетом межфазного теплообмена

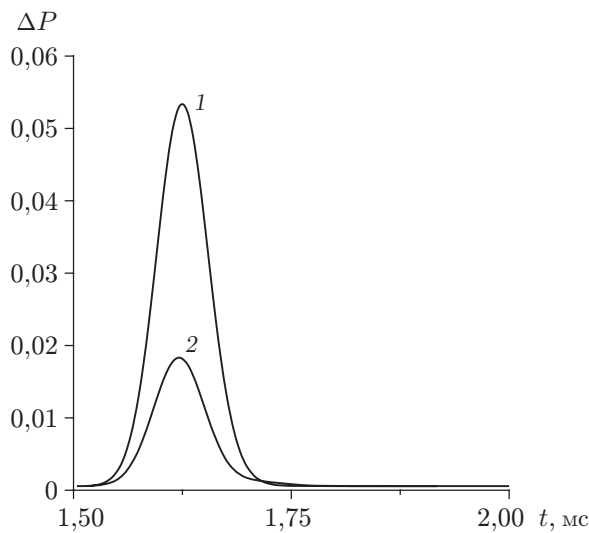


Рис. 4. Эволюция импульса волны при переходе через пористую преграду с “закрытой” границей:

1 — $\alpha_{g0} = 0,9$; 2 — $\alpha_{g0} = 0,7$

пей. Расчетные данные соответствуют координате $x = 0,55$ м. В этом случае амплитуда прошедшего импульса зависит только от объемной доли газа пористой среды. Далее, отраженная от второй “закрытой” границы (почти как от “свободной” границы) “быстрая” волна распространяется по направлению к первой границе, частично проходит через первую границу и отражается от нее так же, как от второй границы. Этот процесс (движение волны по пористой среде от одной границы к другой) продолжается до тех пор, пока волна не затухает.

Заключение. Изучена зависимость процессов отражения и прохождения волнового импульса на границах пористой среды от начального значения объемной доли газа и размеров пор этой среды. В случае “закрытой” границы пористая перегородка практически полностью отражает падающий импульс давления.

В случае “открытой” границы определяющее влияние на затухание импульса давления оказывает начальный радиус пор. Учет межфазного теплообмена и силы Бассэ приводит к дополнительному (более чем на 30 %) уменьшению амплитуды импульса, проходящего через пористую среду, насыщенную газом. Получена зависимость коэффициента отражения от начального значения радиуса пор.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гельфанд Б. Е., Медведев С. П., Поленов А. Н. и др. О влиянии пористого сжимаемого покрытия на характер ударно-волнового нагружения конструкций // Журн. техн. физики. 1987. Т. 57, вып. 4. С. 831–833.
2. Гвоздева Л. Г., Фаресов Ю. М. О расчете параметров стационарных ударных волн в пористой сжимаемой среде // Журн. техн. физики. 1985. Т. 55, вып. 4. С. 773–775.
3. Губайдуллин А. А., Кучугурина О. Ю. Распространение слабых возмущений в трещиновато-пористых средах // Прикл. математика и механика. 1999. Т. 63, вып. 5. С. 816–825.
4. Губайдуллин А. А., Дудко Д. Н., Урманчиев С. Ф. Моделирование взаимодействия воздушной ударной волны с пористым экраном // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36, № 4. С. 87–96.
5. Губайдуллин А. А., Дудко Д. Н., Урманчиев С. Ф. Воздействие воздушных ударных волн на преграды, покрытые пористым слоем // Вычисл. технологии. 2001. Т. 6, № 3. С. 3–18.
6. Губайдуллин А. А., Болдырева О. Ю., Дудко Д. Н. Численное исследование взаимодействия волны сжатия со слоем пористой среды в линейном приближении // Тр. Ин-та механики Уфим. науч. центра РАН по материалам Рос. науч. конф. “Механика и химическая физика сплошных сред”. Уфа: Изд-во “Гилем”, 2007. Вып. 5. С. 151–156.
7. Болдырева О. Ю., Губайдуллин А. А., Дудко Д. Н., Кутушев А. Г. Численное исследование передачи ударно-волновой нагрузки, экранируемой плоской стенкой, через слой порошкообразной среды и разделяющий их воздушный зазор // Физика горения и взрыва. 2007. Т. 43, № 1. С. 773–775.
8. Егоров А. Г., Костерин В. В., Скворцов Э. В. Консолидация и акустические волны в насыщенных пористых средах. Казань: Изд-во Казан. ун-та, 1990.
9. Шагапов В. Ш. Влияние тепломассообменных процессов между фазами на распространение малых возмущений в пене // Теплофизика высоких температур. 1985. Т. 23, № 1. С. 126–132.
10. Nigmatulin R. I., Gubaidullin A. A. Linear waves in saturated porous media // Transport Porous Media. 1992. V. 9, N 122. P. 135–142.
11. Gubaidullin A. A., Britan A., Dudko D. N. Air shock wave interaction with an obstacle covered by porous material // Shock Waves. 2003. V. 13, N 1. P. 41–48.

12. **Biot M. A.** Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. 2. Higher-frequency range // J. Acoust. Soc. Amer. 1956. V. 28, N 2. P. 179–191.
13. **Deresiewicz H., Skalak R.** On uniqueness in dynamic poroelasticity // Bull. Seismol. Soc. Amer. 1963. V. 53, N 4. P. 783–788.
14. **Рейнер М.** Деформация и течение. М.: Гостоптехиздат, 1963.
15. **Нигматулин Р. И.** Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978.
16. **Нигматулин Р. И.** Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Ч. 1.
17. **Шагапов В. Ш., Хусаинов И. Г., Дмитриев В. Л.** Распространение линейных волн в насыщенных газом пористых средах с учетом межфазного теплообмена // ПМТФ. 2004. Т. 45, № 4. С. 114–120.

*Поступила в редакцию 19/V 2008 г.,
в окончательном варианте — 9/XI 2010 г.*
