

ВОЗДЕЙСТВИЕ ВОЗДУШНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН НА ПРЕГРАДЫ, ПОКРЫТЫЕ ПОРИСТЫМ СЛОЕМ*

А. А. ГУБАЙДУЛЛИН, Д. Н. ДУДКО, С. Ф. УРМАНЧЕЕВ

*Тюменский филиал Института теоретической
и прикладной механики СО РАН, Россия*

e-mail: timms@sbtx.tmn.ru

The procedure based on the modified two-step Lax—Wendroff method is suggested for calculating one-dimensional non-stationary motion of porous media described by the mathematical two-velocity model with two stress tensors. Results of computer modelling of the processes of air shock wave passing the boundary between gas and porous medium and the reflection from rigid wall covered by the porous layer are presented.

Введение

Исследование воздействия воздушных ударных волн на преграды, покрытые пористым слоем, представляет значительный научный и практический интерес. Теоретическому анализу этой задачи посвящены работы [1–13]. В [1–4, 11] пористая среда, насыщенная газом, моделировалась в односкоростном приближении газозвесью твердых невзаимодействующих микрочастиц или жидкостью с пузырьками газа. Такой подход позволяет получить некоторые оценки, в частности, усиления полного напряжения на преграде, экранированной пористым слоем.

В [5–7, 8–10, 12, 13] учитывались эффекты несовпадения скоростей и давлений фаз, а также межфазное силовое и тепловое взаимодействие. Это позволяет описать процесс не только качественно, но и количественно, например, рассчитать временную зависимость полного напряжения, давления газа, приведенного напряжения на преграде. Следует отметить, что все модели являются незамкнутыми, т. е. содержат модельные параметры, значения которых следует определять из эксперимента. В [8–10] для расчета движений пористой порошкообразной среды, представляющей собой двухфазную смесь газа и контактирующих между собой твердых частиц, используется численный метод крупных частиц первого порядка точности. При этом вводятся искусственные вязкости в каждой из фаз для устранения неустойчивости счета.

В настоящей работе предложена методика расчета одномерных нестационарных движений пористых сред, описываемых двухскоростной с двумя тензорами напряжений ма-

*Работа выполнена при финансовой поддержке Минобразования РФ, грант №97–0–4.2–130, Российского фонда фундаментальных исследований, грант №98–01–00831 и Совета по поддержке ведущих научных школ, грант №00–15–96157.

© А. А. Губайдуллин, Д. Н. Дудко, С. Ф. Урманчеев, 2001.

тематической моделью, основанная на двухшаговом методе Лакса—Вендроффа. Ее возможности проиллюстрированы на примере компьютерного моделирования процессов прохождения волной границы раздела газ — пористая среда и отражения от жесткой стенки, покрытой пористым материалом. Проанализировано влияние параметров пористой среды и волны на протекание процесса отражения; выполнено сравнение численных результатов с экспериментальными данными других авторов.

1. Математическая модель

Рассмотрим двухфазную смесь плотно упакованной зернистой пористой среды, поровое пространство которой заполнено газом. Для описания распространения волн в таких средах примем следующие допущения [14]: размер включений и неоднородностей в смеси много больше молекулярно-кинетических размеров; размер неоднородностей (пор или частиц твердой фазы) много меньше расстояний, на которых макроскопические или осредненные параметры смеси или фаз меняются существенно; смесь монодисперсная, т. е. дисперсная фаза в каждом элементарном объеме присутствует в виде сферических включений одинакового радиуса; отсутствуют процессы дробления, слипания (коагуляции) и образования новых дисперсных частиц; отсутствует влияние особых свойств поверхностной фазы; пренебрежимо малы кинетическая энергия пульсационного движения и пульсационный перенос не только в твердой, но и газовой фазах; пренебрежимо мал осредненный тензор вязких напряжений в газовой фазе, т. е. вязкость газа будет учитываться только в силе межфазного взаимодействия; микродеформации и смещения твердой фазы малы, малы изменения и осцилляции истинной плотности этой фазы; массовые силы и фазовые переходы отсутствуют.

В рамках принятых предположений для изучения распространения волн в таких средах используем двухскоростную с двумя тензорами напряжений модель насыщенную пористой среды [5, 14]. Запишем систему уравнений, описывающую плоское одномерное движение газонасыщенной пористой среды, в векторном виде:

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{U} + \frac{\partial}{\partial x} \mathbf{W}_1 + \mathbf{V}_1 \frac{\partial}{\partial x} \mathbf{W}_2 + \mathbf{V}_2 \frac{\partial}{\partial x} \mathbf{W}_3 = \mathbf{Q},$$

где

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} \rho_1 \\ \rho_2 \\ \rho_1 v_1 \\ \rho_2 v_2 \\ \rho_1 u_1 \\ \rho_2 u_2 \\ \varepsilon_{2*} \\ \sigma_{2*} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{W}_1 = \begin{pmatrix} \rho_1 v_1 \\ \rho_2 v_2 \\ \rho_1 v_1^2 \\ \rho_2 v_2^2 - A_2 \sigma_{2*} \\ \rho_1 v_1 u_1 \\ \rho_2 v_2 u_2 \\ -A_3 v_2 \\ -E_{f*} v_2 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{V}_1 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ A_1 \alpha_1 \\ A_2 \alpha_2 \\ A_1 p_1 \\ 0 \\ v_2 \\ v_2 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{W}_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ p_1 \\ p_1 \\ \alpha_1 v_1 + \alpha_2 v_2 \\ 0 \\ \varepsilon_{2*} \\ \sigma_{2*} \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{V}_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ -A_1\sigma_{2*} \\ -A_2\sigma_{2*} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{W}_3 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ v_2 \\ v_2 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{Q} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -\Phi_1 F_\mu - F_m \\ F_\mu + \Phi_2 F_m \\ (\Phi_1 F_\mu + F_m)(v_1 - v_2) - \Phi_1 Q \\ Q \\ 0 \\ -1/t_{20}(\sigma_{2*} - \varepsilon_{2*}) \end{pmatrix};$$

$A_1 = p_0/(\rho_{10}^0 C_{20}^2)$, $A_2 = p_0/(\rho_{20}^0 C_{20}^2)$, $A_3 = 1/\varepsilon_0$; $\Phi_1 = \rho_{20}^0/\rho_{10}^0$, $\Phi_2 = \rho_{10}^0/\rho_{20}^0$, $\Phi_3 = 2a_2\rho_{10}^0 C_{20}/\mu_1$; $\alpha_1 + \alpha_2 = 1$; $\rho_i = \alpha_i \rho_i^0$. Здесь и далее α_i , ρ_i , ρ_i^0 , v_i , u_i — соответственно объемное содержание, приведенная и истинная плотности, скорость, внутренняя энергия i -й фазы; p_1 — давление в газе. Индекс 1 относится к параметрам газа, 2 — твердой фазы.

Силу межфазного взаимодействия F представим в виде суммы двух сил: силы вязкого трения Стокса F_μ и силы присоединенных масс F_m [5, 14]:

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

$$F_\mu = \eta_\mu a_2^{-2} \alpha_1 \alpha_2 \mu_1 (v_1 - v_2),$$

$$F_m = \frac{1}{2} \eta_m \rho_1^0 \alpha_1 \alpha_2 \left(\frac{d_1 v_1}{dt} - \frac{d_2 v_2}{dt} \right),$$

где μ_1 — динамическая вязкость газа; a_2 — радиус частиц, составляющих скелет пористой среды. Коэффициенты η_μ и η_m характеризуют вязкое и инерционное взаимодействие фаз и зависят от структуры среды. В отличие от случая пористых сред, насыщенных жидкостью, волновые процессы в газонасыщенных пористых средах характеризуются значительным изменением числа Рейнольдса, поэтому следует учитывать зависимость коэффициента η_μ от числа Рейнольдса [14]:

$$\eta_\mu = \frac{3}{16} C_\mu \text{Re},$$

где $\text{Re} = \frac{2a_2\rho_1^0 |v_1 - v_2|}{\mu_1}$; C_μ — коэффициент трения. Для этого коэффициента при значениях $\alpha_2 > 0.45$ имеется эмпирическая формула, полученная из обработки экспериментов по стационарной продувке газов сквозь насыпной слой (разной пористости) неподвижных сферических частиц [15]:

$$C_\mu = C_\mu^{(2)} = \frac{4}{3\alpha_1} \left(1.75 + \frac{150\alpha_2}{\alpha_1 \text{Re}} \right).$$

Для газозвесей ($\alpha_2 \leq 0.08$) эта формула имеет вид

$$C_\mu = C_\mu^{(1)} = \frac{24}{\text{Re}} + \frac{4.4}{\text{Re}^{1/2}} + 0.42.$$

В промежуточной области ($0.08 < \alpha_2 < 0.45$) предлагается использовать линейную интерполяцию $C_\mu^{(1)}$ и $C_\mu^{(2)}$ [14]:

$$C_\mu = \frac{(\alpha_2 - 0.08)C_\mu^{(2)} + (0.45 - \alpha_2)C_\mu^{(1)}}{0.37}.$$

Отметим, что в работе [13] использовался аналог коэффициента C_μ , который принимался постоянным, а его значение определялось для каждого образца пористой среды экспериментально.

Межфазный теплообмен опишем с помощью числа Нуссельта, для чего воспользуемся эмпирической формулой [16]

$$Q = \frac{3\alpha_2}{2a_2^2} \lambda_1 \text{Nu} (T_1 - T_2),$$

$$\text{Nu} = \begin{cases} 2.0 + 0.106 \text{RePr}^{1/3}, & \text{Re} \leq 200, \\ 2.27 + 0.6 \text{Re}^{2/3} \text{Pr}^{1/3}, & \text{Re} \geq 200, \end{cases}$$

$$\text{Pr} = c_p \mu_1 / \lambda_1,$$

где λ_1 — коэффициент теплопроводности газа; T_i — температура i -й фазы.

Будем считать скелет вязкоупругим со временем релаксации t_{20} :

$$\frac{d_2 \sigma_{2*}}{dt} - E_{f*} \frac{d_2 \varepsilon_{2*}}{dt} = \frac{1}{t_{20}} (\sigma_{2*} - E_{e*} \varepsilon_{2*}).$$

Для описания деформирования насыпной пористой среды это уравнение следует дополнить условием

$$\sigma_{2*} \leq 0, \quad \sigma_{2*} = 0 \quad \text{при} \quad \frac{d\rho_2}{dt} < 0.$$

По определению

$$\frac{d_2 \varepsilon_{2*}}{dt} = \frac{\partial v_2}{\partial x},$$

$$E_{f*} = \rho_{20} D_{f*}^2, \quad E_{e*} = \rho_{20} D_{e*}^2.$$

Здесь σ_{2*} , ε_{2*} — продольные компоненты тензоров приведенных напряжений и деформаций второй фазы соответственно; D_{f*} , D_{e*} — продольные динамическая и статическая скорости звука; E_{f*} , E_{e*} — динамический и статический модули упругости.

Газ в порах примем идеальным, калорически совершенным:

$$p_1 = \rho_1^0 R T_1, \quad u_1 = c_{v1} (T_1 - T_0) + u_{10},$$

где R — газовая постоянная; c_{v1} — удельная теплоемкость при постоянном объеме.

Сжимаемость газа многократно превосходит сжимаемость материала твердой фазы ($\rho_1^0 C_1 \ll \rho_2^0 C_2$). Поэтому можно предположить, что в случае газонасыщенной пористой среды материал скелета несжимаем ($\rho_2^0 = \rho_{20}^0$). Проведенные расчеты подтверждают это предположение [5, 6].

В силу несжимаемости материала твердой фазы деформация скелета происходит за счет переупаковки зерен и изменения объемов пор. Тогда упругая внутренняя энергия твердой фазы не меняется и вся работа внутренних межгранулярных сил переходит в тепловую энергию:

$$u_2 = c_2 (T_2 - T_0) + u_{20}$$

(c_2 — удельная теплоемкость материала твердой фазы).

2. Конечно-разностная аппроксимация системы уравнений газонасыщенных пористых сред

При заданных значениях $\eta_m, D_{f*}, D_{e*}, t_{20}$ выписанная система уравнений является замкнутой. Процедура, используемая для ее численного интегрирования, на каждом шаге по времени состоит из трех этапов. На первом этапе “замораживается” межфазное силовое и тепловое взаимодействие, т. е. полагается $\mathbf{Q} = 0$, и дифференциальные уравнения системы интегрируются с помощью двухшаговой схемы Лакса — Вендроффа [17].

На первом шаге вычисляются значения переменных для промежуточного $(n + 1/2)$ -го временного слоя:

$$\begin{aligned} \mathbf{U}_{j+1/2}^{n+1/2} &= \frac{1}{2} (\mathbf{U}_{j+1}^n + \mathbf{U}_j^n) - \frac{\Delta t}{2\Delta x} \left[\mathbf{W}_{1,j+1}^n - \mathbf{W}_{1,j}^n + \frac{1}{2} (\mathbf{V}_{1,j+1}^n + \mathbf{V}_{1,j}^n) \times \right. \\ &\quad \left. \times (\mathbf{W}_{2,j+1}^n - \mathbf{W}_{2,j}^n) + \frac{1}{2} (\mathbf{V}_{2,j+1}^n + \mathbf{V}_{2,j}^n) (\mathbf{W}_{3,j+1}^n - \mathbf{W}_{3,j}^n) \right], \\ (v_i)_{j+1/2}^{n+1/2} &= (\rho_i v_i)_{j+1/2}^{n+1/2} / (\rho_i)_{j+1/2}^{n+1/2}, \\ (u_i)_{j+1/2}^{n+1/2} &= (\rho_i u_i)_{j+1/2}^{n+1/2} / (\rho_i)_{j+1/2}^{n+1/2}, \end{aligned}$$

где $j = 1, 2, \dots, N - 1$; целочисленные нижние индексы соответствуют узлам конечно-разностной сетки на n -м слое по времени (рис. 1).

На втором шаге значения переменных вычисляются для следующего $(n + 1)$ -го временного слоя:

$$\begin{aligned} \mathbf{U}_j^{n+1} &= \mathbf{U}_j^n - \frac{\Delta t}{\Delta x} \left[\mathbf{W}_{1,j+1/2}^{n+1/2} - \mathbf{W}_{1,j-1/2}^{n+1/2} + \frac{1}{2} (\mathbf{V}_{1,j+1/2}^{n+1/2} + \mathbf{V}_{1,j-1/2}^{n+1/2}) \times \right. \\ &\quad \left. \times (\mathbf{W}_{2,j+1/2}^{n+1/2} - \mathbf{W}_{2,j-1/2}^{n+1/2}) + \frac{1}{2} (\mathbf{V}_{2,j+1/2}^{n+1/2} + \mathbf{V}_{2,j-1/2}^{n+1/2}) (\mathbf{W}_{3,j+1/2}^{n+1/2} - \mathbf{W}_{3,j-1/2}^{n+1/2}) \right], \\ (v_i)_j^{n+1} &= (\rho_i v_i)_j^{n+1} / (\rho_i)_j^{n+1}, \\ (u_i)_j^{n+1} &= (\rho_i u_i)_j^{n+1} / (\rho_i)_j^{n+1} \end{aligned}$$

($j = 2, 3, \dots, N - 1$).

На втором этапе производится учет членов межфазного взаимодействия по схеме первого порядка точности:

$$\mathbf{U}_j^{n+1} = \mathbf{U}_j^{n+1} + \Delta t \mathbf{Q} (\mathbf{U}_j^{n+1}).$$

При необходимости возможен третий этап — сглаживание полученного решения. С помощью так называемого дифференциального анализатора [18] выделяются области фактической нерегулярности решения. Для подавления счетных осцилляций решения в этих областях применяется трехточечный оператор сглаживания:

$$\varphi_j^{n+1} = (1 - 2\alpha)\varphi_j^{n+1} + \alpha(\varphi_{j-1}^{n+1} + \varphi_{j+1}^{n+1}),$$

$$\alpha = \begin{cases} \alpha & \text{при } |(v_1)_{j+1}^{n+1} - 2(v_1)_j^{n+1} + (v_1)_{j-1}^{n+1}| > \lambda |(v_1)_{j+1}^{n+1} - (v_1)_j^{n+1}| \ \& [(v_1)_{j+1}^{n+1} - (v_1)_j^{n+1}] > 0 \\ 0 & \text{— в противном случае} \end{cases}$$

($j = 3, 4, \dots, N - 2$),

$$\varphi = \{\rho_1, \rho_2, \rho_1 v_1, \rho_2 v_2, \sigma_{2*}, \varepsilon_2\}, \quad (v_i)_j^{n+1} = (\rho_i v_i)_j^{n+1} / (\rho_i)_j^{n+1}$$

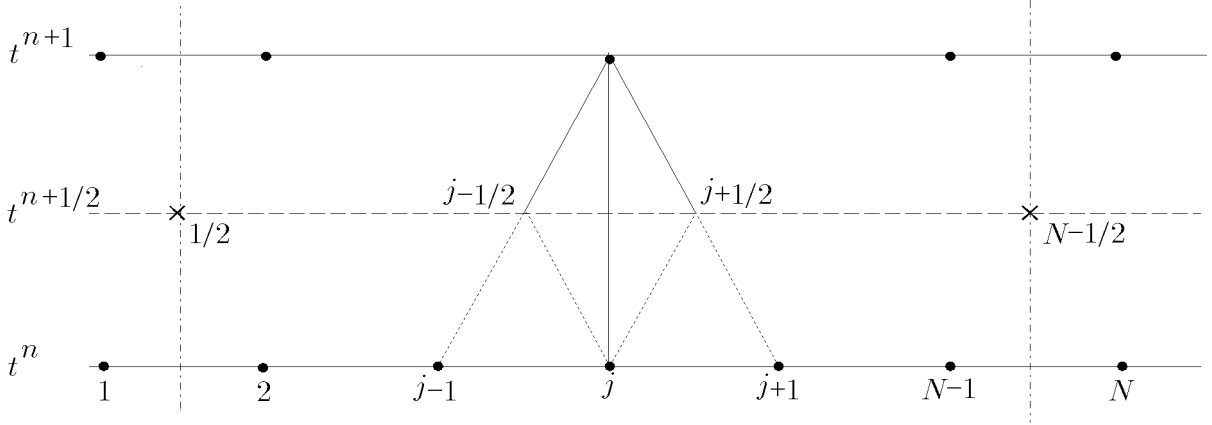


Рис. 1. Схема вычислений на первом этапе в соответствии с двухшаговым методом Лакса — Вендроффа: пунктирные линии — вспомогательный шаг, сплошные — основной шаг.

($j = 2, 3, \dots, N - 1$).

Для задания граничных условий введем фиктивные ячейки, соответствующие узлам $j = 1$ и $j = N$. Границы физической расчетной области проходят: левая — между первым и вторым узлами, а правая — между $N - 1$ и N узлами. Использовались условие протекания на левой границе $\varphi_1^n = \varphi_2^n$, $\varphi = \{\rho_1, \rho_2, v_1, v_2, T_1, T_2, \varepsilon_{2*}, \sigma_{2*}\}$ и условие отражения от жесткой стенки на правой $v_1^n(N) = -v_1^n(N - 1)$, $v_2^n(N) = -v_2^n(N - 1)$.

Шаг по времени в численном алгоритме выбирался из условия устойчивости решения и точности расчетов процессов межфазного взаимодействия:

$$\Delta t \leq \min(\Delta t_i^{KFL}, \Delta t_i^F), \quad i = 1, 2,$$

где $\Delta t_i^{KFL} = \Delta x / (|v_i| + C_i)$ — условие Куранта — Фридрихса — Леви; $\Delta t_i^F = a_{20}^2 \rho_i / (\eta_\mu \mu_1)$ — время силовой (стоксовой) релаксации при межфазном взаимодействии; Δx — шаг по координате.

Что касается граничных условий на контактной границе газ — пористая среда, в работах [19–22] показано, что в случае линейных волн давление газа и полное напряжение должны быть непрерывны:

$$p_{1-} = p_{1+}, \quad p_{1-} = \sigma_+, \quad (1)$$

откуда следует, что $\sigma_{2*+} = 0$. В случае нелинейных волн эти условия могут нарушаться. Анализ соответствующих соотношений на скачках объемных концентраций твердой фазы выполнен в работах [23, 24]. Для сохранения энтропии авторы вводят поверхностную силу, действующую со стороны газа на твердую фазу. При этом для определения величины этой силы требуется привлекать опытные данные.

При использовании схем сквозного счета можно явно не задавать граничные условия. Результаты расчетов согласуются с условиями (1) для слабых волн, но с ростом интенсивности падающей волны наблюдается скачок полного напряжения на контактной границе.

При анализе граничных условий возникают вопросы: можно ли проводить расчеты по приближенной схеме, отбросив газ слева от пористой среды и заменив его “поршнем”, воздействующим на пористую среду, какие в этом случае будут условия на поршне, будет ли он воздействовать только на скелет, только на газ в порах или на обе фазы одновременно? Проведенный численный анализ показал, что возмущение из газа в насыщенную газом

пористую среду передается через газ в порах, который через силовое межфазное взаимодействие вовлекает в движение твердую фазу. Решающую роль при этом играет слагаемое $\alpha_2 \frac{\partial p_1}{\partial x}$ в уравнении импульса твердой фазы, иногда называемое силой Архимеда. При его отсутствии волна в твердой фазе не возбуждается (имеет практически нулевую амплитуду), интенсивности других сил (вязкого трения, присоединенных масс и т. д.) оказывается для этого недостаточно.

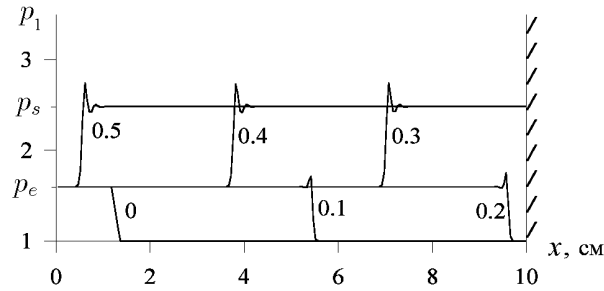


Рис. 2. Отражение ударной волны в воздухе от жесткой стенки: цифры у кривых соответствуют моментам времени в мс.

В качестве теста решена задача о поршне в газе с отражением ударной волны от твердой преграды (рис. 2). В процессе распространения ударной волны в численном расчете ее амплитуда оставалась неизменной, фронт размазывался на 3–4 ячейки, а скорость распространения соответствовала теоретическому значению. Давление отражения p_s оказалось равным теоретическому, рассчитанному по формуле [25]

$$p_s = \frac{(3\gamma - 1)p_e - (\gamma - 1)p_0}{(\gamma - 1)p_e + (\gamma + 1)p_0} p_e.$$

3. Численные результаты

Известно, что в насыщенной пористой среде исходное возмущение в процессе распространения распадается на две волны — быструю (деформационную) и медленную (фильтрационную). Двухволновая структура возмущения присуща параметрам фаз (давлению газа и напряжению в скелете, скоростям, температурам и т. д.), но профиль полного напряжения в среде имеет практически одноволновую структуру. В случае газонасыщенной среды скорость медленной волны много меньше, чем скорость быстрой, поэтому при взаимодействии ударной волны с жесткой стенкой, покрытой пористым слоем, быстрая волна успевает переотразиться от стенки и свободной поверхности прежде, чем медленная волна достигнет стенки. Это вызывает дополнительные трудности при анализе возникающей волновой картины. Однако наибольший практический интерес представляет суммарное воздействие на преграду, которое описывается полным напряжением σ . Профиль давления газа хотя и имеет двухволновую структуру, но наблюдается лишь фильтрационная (медленная) волна, так как амплитуда быстрой волны, как правило, мала. В экспериментах на ударных трубах обычно регистрируют полное напряжение и давление газа.

Перейдем к рассмотрению численных решений, полученных с помощью вышеописанной методики. Исследовались прохождение треугольного импульса давления амплитуды 0.2 МПа и длительности 0.24 мс из газа в газонасыщенную пористую среду и отражение его

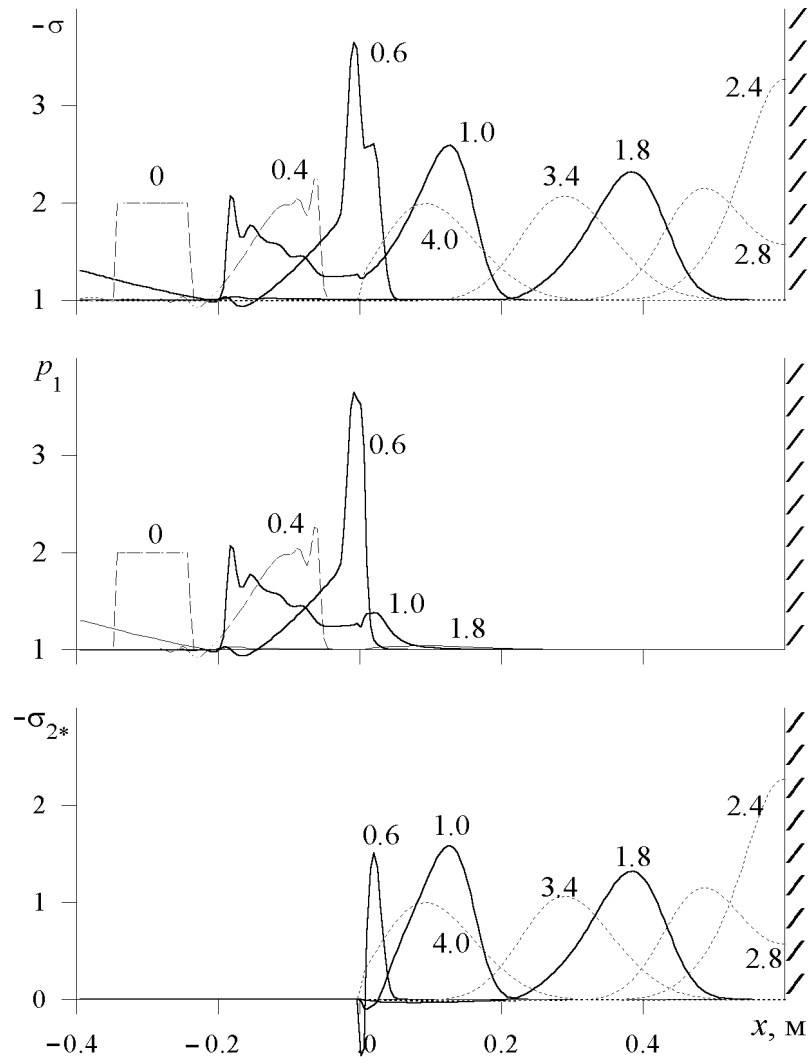


Рис. 3. Эпюры полного напряжения σ , давления газа p_1 и приведенного напряжения в скелете σ_{2*} при прохождении треугольного импульса длительности 0.24 мс в газонасыщенную пористую среду (сталь—воздух, $\alpha_{10} = 0.46$, $a_{20} = 0.5$ мм, $t_{20} = 0.01$ мс, $D_{*f} = 500$ м/с, $\eta_m = 0.3$, толщина слоя 60 см). Цифры у кривых соответствуют моментам времени в мс.

от преграды. На рис. 3 изображены эпюры полного напряжения, давления газа и приведенного напряжения при воздействии ударной волны на насыщенную воздухом пористую среду из стальных шариков с параметрами: $\alpha_{10} = 0.46$ мм, $a_{20} = 0.5$ мм, $D_{f*} = 500$ м/с, $t_{20} = 0.01$ мс, $\eta_m = 0.3$. В момент времени 0.4 мс импульс распространяется по воздуху. При падении на поверхность пористой среды он отражается почти как от жесткой преграды (момент времени 0.6 мс). Причина этого явления заключается как в значительно большей акустической жесткости пористой среды по сравнению с газом, так и в торможении потока газа в порах, возникающем в результате действия сил аэродинамического сопротивления частиц пористой среды. Воздушная ударная волна после прохождения в насыщенную пористую среду (момент времени 0.6 мс) перестает быть ударной и становится фильтрационной, которая распространяется с небольшой скоростью, меньшей скорости звука в воздухе (профили давления газа p_1 на моменты времени от 1.0 и 1.8 мс). По скелету со скоростью, близкой к продольной динамической скорости звука $D_{f*} = 500$ м/с,

распространяется деформационная волна, которая вследствие диссипации из-за межзеренного трения затухает по мере распространения, за деформационной (быстрой) волной сжатия движется медленная волна разрежения (профили приведенного напряжения σ_{2*} на моменты времени 0.6 и 1.0 мс), скорость которой равна скорости фильтрационной волны в газе, а амплитуда мала. Рассмотрим процесс отражения треугольного импульса от жесткой стенки на профилях полного напряжения σ (рис. 3). В моменты времени 1.0 и 1.8 мс волна, затухая, распространяется по пористому слою в направлении к жесткой стенке. В момент 2.4 мс волна отражается от стенки. При этом давление на преграде существенно повышается и в следующие моменты 2.8 и 3.4 мс распространяется по направлению к свободной поверхности, как волна сжатия. В момент 4 мс волна подошла к свободной поверхности и начала отражаться от нее, далее волна будет распространяться, как волна разрежения, по направлению к жесткой стенке.

Можно отметить, что волновая картина в экранирующем пористом слое определяется волнами сжатия и разрежения, распространяющимися по твердой фазе пористой среды.

На рис. 4 приведены расчетные осциллограммы полного напряжения, давления газа и приведенного напряжения в скелете пористой среды, записанные на контактной границе воздух—пористая среда ($x = 0$) и жесткой стенке ($x = 0.6$ м). Штриховой линией показан случай отсутствия пористого экрана. Осцилляции на кривых расчетные и не имеют физического смысла. Видно, как в процессе распространения изменяются амплитуда и длина импульса. В случае отсутствия пористого слоя волна имеет более высокую скорость. На входе в пористую среду ($x = 0$) импульс усиливается до амплитуды 0.3 МПа и становится длиннее (0.67 мс) (в случае отсутствия пористого слоя на этом же расстоянии импульс имеет амплитуду 0.2 МПа и длительность 0.5 мс), по газу входит волна сжатия, а по скелету — волна разрежения. Когда импульс доходит до стенки, он становится почти в два раза шире, при отражении от преграды амплитуда увеличивается до 0.34 МПа (в случае отсутствия пористого слоя — до 0.27 МПа). Когда импульс пришел на контактную границу после отражения от стенки, он имеет амплитуду 0.135 МПа, что меньше, чем в случае отсутствия пористого слоя (0.15 МПа).

Вследствие переотражений от стенки и свободной поверхности пористого слоя и диссипации пористой среды полное напряжение и давление газа стремятся к начальному давлению, а приведенное напряжение — к нулю.

Исследовалось влияние параметров пористого слоя: толщины слоя, времени релаксации напряжений, скоростей звука, радиуса зерен, пористости, длительности импульса — на характер динамического воздействия на стенку.

С уменьшением времени релаксации t_{20} немонотонно изменяются амплитуда колебаний полного напряжения на стенке и интенсивность их затухания. Это связано с тем, что предельные значения t_{20} , равные нулю и бесконечности, соответствуют упругому поведению скелета с различными модулями упругости E_{f*} и E_{e*} . Максимум диссипативных потерь из-за межзеренного трения наблюдается при конечном ненулевом значении t_{20} . С увеличением отношения D_{f*}/D_{e*} (или E_{f*}/E_{e*}) эти потери растут. Межзеренное трение является основной причиной затухания деформационной волны.

Изменение акустической жесткости пористого слоя влияет на амплитуду и период колебаний полного напряжения на преграде. Рост скоростей звука или плотности материала скелета вызывает увеличение акустического сопротивления слоя и, следовательно, уменьшение амплитуды колебаний. Увеличение скоростей звука приводит к уменьшению времени пробега волной пористого слоя и, следовательно, сокращает период колебаний, при этом растет интенсивность затухания колебаний.

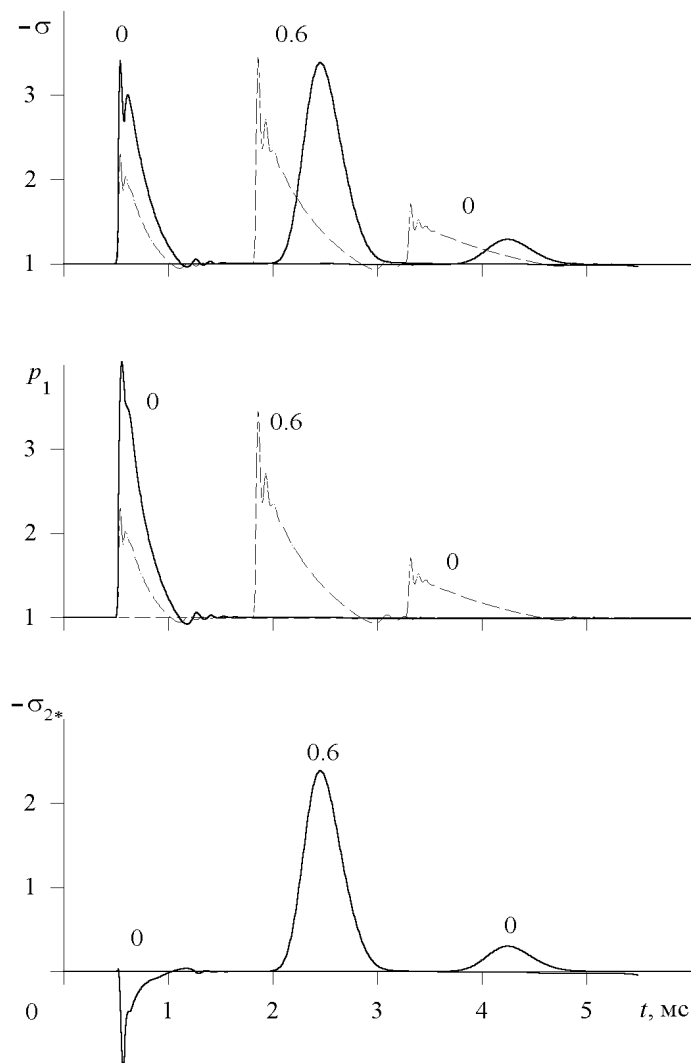


Рис. 4. Осциллограммы полного напряжения σ , давления газа p_1 и приведенного напряжения в скелете σ_{2*} при отражении треугольного импульса начальной длительности 0.24 мс от преграды, экранируемой пористым слоем. Параметры пористого слоя такие же, как на рис. 3. Цифры — расстояния от входа в пористую среду в м.

С увеличением радиуса зерен уменьшается интенсивность межфазного силового и теплового взаимодействия и, как следствие, увеличивается амплитуда колебаний. При сравнении со случаем отсутствия пористого слоя можно отметить, что пористый слой, состоящий из крупных частиц, может усиливать воздействие на преграду.

При уменьшении пористости несколько увеличивается амплитуда колебаний приведенного напряжения и уменьшается давление газа, но изменение пористости не оказывает существенного влияния на полное напряжение.

Что касается влияния толщины пористого слоя и длительности начального импульса, то если ширина начального импульса больше толщины пористого слоя — происходит усиление (максимальное давление на преграде больше, чем в случае отсутствия слоя), если меньше — импульс успевает затухнуть при распространении по слою, и воздействие на преграду ослабевает.

В качестве примера на рис. 5 приведены осциллограммы полного напряжения, давле-

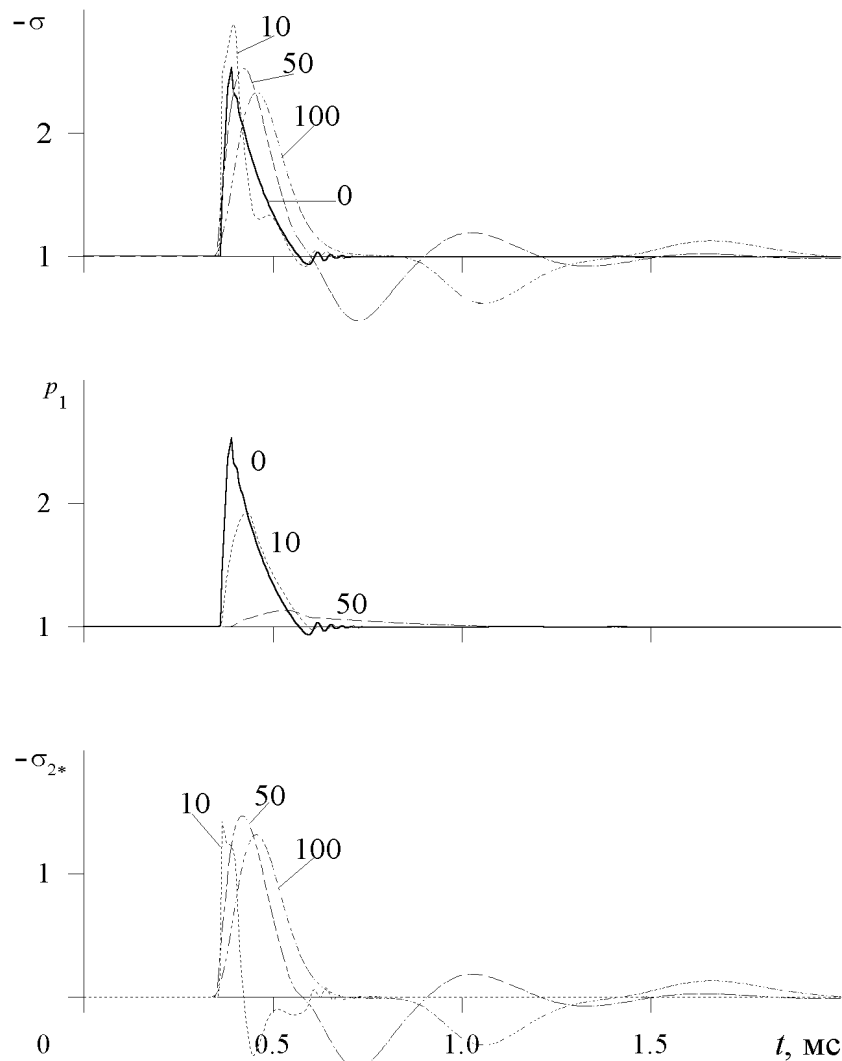


Рис. 5. Осциллограммы полного напряжения σ , давления газа p_1 и приведенного напряжения в скелете σ_{2*} , записанные на стенке при отражении треугольного импульса длительности 50 мкс, прошедшего из воздуха в газонасыщенную пористую среду. Параметры пористого слоя такие же, как на рис. 3. Цифры у кривых — значения толщины пористого слоя в мм.

ния газа и приведенного напряжения в скелете пористой среды в зависимости от толщины пористого слоя ($h = 0, 10, 50, 100$ мм). В данном расчете ширина начального импульса 25 мм.

Выполнено сравнение численных результатов с экспериментальными данными [26] (рис. 6). Эксперименты проводились на насыпной среде. Воздушная ударная волна, образующаяся после разрыва диафрагмы в вертикальной ударной трубе (длина камеры высокого давления (КВД) 0.8 м, длина камеры низкого давления (КНД) 1.5 м), набегала на слой шариков, лежащих на дне трубы с квадратным поперечным сечением 31×31 мм. Для регистрации воздействия на преграду в торце трубы под пористым слоем были установлены два датчика: первый открыт для контакта с частицами, второй закрыт тонкой сеткой (диаметр отверстий 0.2 мм). Открытый датчик записывал полное напряжение, а закрытый — давление газа. В экспериментах варьировались материал, из которого изготовлены шарики (a — поливинилхлорид, $\alpha_{10} = 0.389$, $a_{20} = 1.665$ мм; b — алюминий, $\alpha_{10} = 0.456$, $a_{20} = 0.835$

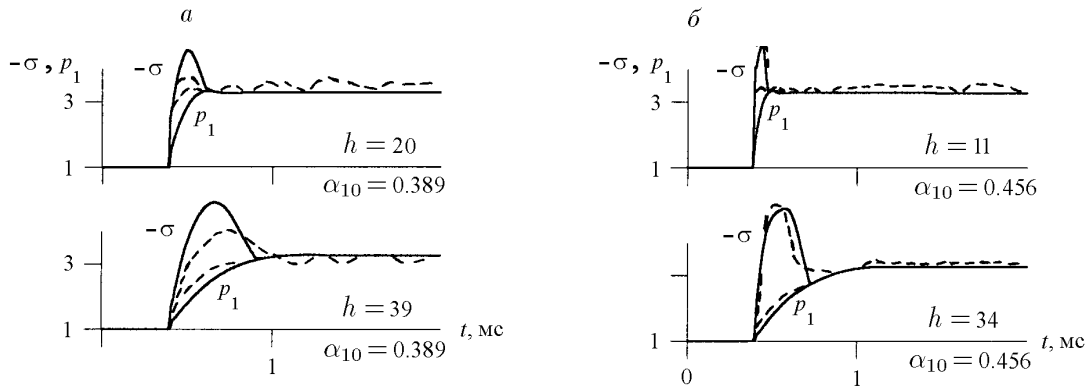


Рис. 6. Расчетные и экспериментальные данные (сплошные и штриховые линии соответственно) по отражению воздушной ударной волны от стенки, покрытой слоем толщины h из шариков поливинилхлорида (а) и алюминия (б).

мм), и толщина слоя. Интенсивность падающей ударной волны в воздухе соответствовала числу Маха, равному 1.318, $p_w = 3.28$ — давление отражения волны от стенки в случае отсутствия пористой среды. Параметры расчетной модели ($t_{20} = 0.01$ мс, $\eta_m = 0.1$; а — $D_{f*} = 408$ м/с, $D_{e*} = 181$ м/с; б — $D_{f*} = 375$ м/с, $D_{e*} = 250$ м/с) подбирались из условия наилучшего совпадения расчетной и экспериментальной осциллограмм для одной высоты засыпки h , затем эти параметры использовались при расчетах для других значений h .

Из сравнения расчетных и экспериментальных осциллограмм полного напряжения и давления газа на торце КНД можно сделать вывод о качественном согласии расчетного решения с экспериментальными данными. Количественные отличия могут быть связаны с недостаточно точным описанием процессов нагружения и разгрузки пористой среды используемой для численных расчетов моделью. В реальных средах, возможно, даже при небольших циклических нагрузках необходим учет пластических явлений, а также эффектов, связанных с уплотнением среды, изменением свойств среды в уплотненном состоянии, и эффектов, вызванных неоднородностью процесса и др. Так, например, в [27] при решении задачи об отражении ударной волны в пористом упругопластическом материале обнаружены режимы, при которых не возникает отраженная ударная волна. В этом случае вся энергия падающей ударной волны переходит в тепловую за счет диссипации при вязком затекании пор.

Заключение

Результаты выполненного исследования позволяют сделать вывод о том, что для компьютерного моделирования движения двухскоростных с двумя напряжениями насыщенных пористых сред возможно эффективное использование предложенной технологии, основанной на двухшаговом методе Лакса—Вендроффа. Построенная теория позволяет описать известные экспериментальные данные.

Список литературы

- [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] ГВОЗДЕВА Л. Г., ФАРЕСОВ Ю. М. Приближенный расчет параметров стационарных ударных волн в пористых сжимаемых материалах // ПМТФ. 1986. №1. С. 120–125.
- [4] ГВОЗДЕВА Л. Г., ЛЯХОВ В. Н., РАЕВСКИЙ Д. К. и др. Численное исследование распространения ударной волны в газе и пористой среде // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, №4. С. 125–129.
- [5] ГУБАЙДУЛЛИН А. А., УРМАНЧЕЕВ С. Ф. Исследования прохождения волн сжатия из жидкости или газа в насыщенную пористую среду и отражения их от преград // Акустика неоднородных сред: Сб. науч. тр. / РАН. Сиб. отд-ние. Ин-т гидродинамики. 1992. С. 122–128.
- [6] ГУБАЙДУЛЛИН А. А., УРМАНЧЕЕВ С. Ф. Волны сжатия в насыщенных газом пористых средах // Тр. 1-й Рос. нац. конф. по теплообмену. М.: МЭИ, 1994. №7. С. 71–77.
- [7] ГУБАЙДУЛЛИН А. А., ДУДКО Д. Н. Взаимодействия с преградами волн сжатия в газонасыщенной пористой среде // Акустика неоднородных сред: Сб. науч. тр. / РАН. Сиб. отд-ние. ин-т гидродинамики. 1997. Вып. 112. С. 113–118.
- [8] КУТУШЕВ А. Г., РУДАКОВ Д. А. Математическое моделирование динамического нагружения слоя пористой порошкообразной среды сжатым газом // Мат. моделирование. 1991. Т. 3, №11. С. 65–75.
- [9] КУТУШЕВ А. Г., РУДАКОВ Д. А. Численное исследование воздействия ударной волны на преграду, экранируемую слоем пористой порошкообразной среды // ПМТФ. 1993. №5. С. 25–31.
- [10] КУТУШЕВ А. Г., РОДИОНОВ С. П. Численное исследование влияния параметров слоя насыщенной среды и падающей ударной волны на давление на экранируемой плоской стенке // Физика горения и взрыва. 1999. №2.
- [11] ФОМИН В. М., ЧЕСКИДОВ П. А. Упругопластическая модель пористой среды, насыщенной газом // Численные методы решения задач теории упругости и пластичности: Сб. науч. тр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. ИТПМ. 1982. С. 33–39.
- [12] GUBAIDULLIN A. A., DUDKO D. N. Processes of propagation and interaction of shock waves with obstacles in gas-saturated porous media // Biot Conf. on Poromech. Louvain-la-Neuve, Belgium, 1998. P. 217–220.
- [13] LEVY A., BEN-DOR G., SOREK S. Numerical investigation of the propagation of shock waves in rigid porous materials: development of the computer code and comparison with experimental result // J. Fluid Mech. 1996. Vol. 324. P. 163–179.

- [14] НИГМАТУЛИН Р. И. Динамика многофазных сред. Ч. 1. М.: Наука, 1987.
- [15] ERGUN S. Fluid flow through packed columns // Chem. Eng. Progress. 1952. Vol. 48, No. 2. P. 89–94.
- [16] ЧУДНОВСКИЙ А. Ф. Теплообмен в дисперсных средах. М.: Гостехиздат, 1954.
- [17] РИХТМАЙЕР Р., МОРТОН К. Разностные методы решения краевых задач. М.: Мир, 1972.
- [18] ИВАНДАЕВ А. И. Об одном способе введения “псевдовязкости” и его применении к уточнению разностных уравнений газодинамики // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1975. Т. 15, №2. С. 523–527.
- [19] ФЕДОРОВ А. В., ФОМИН В. М. К теории комбинированного разрыва в газовзвесьях // Физическая газодинамика реагирующих сред. Новосибирск, 1990. С. 128–134.
- [20] ФЕДОРОВ А. В. Структура комбинированного разрыва в газовзвесьях при наличии хаотического давления частиц // ПМТФ. 1992. №5. С. 36–41.
- [21] CIESZKO M., KUBIK J. On the compatibility conditions in the fluid-fluid saturated porous solid contact problems // Arch. Mech. Warszawa. 1993. Vol. 45, No. 1. P. 77–91.
- [22] DERESIEWICZ H., SKALAK R. On uniqueness in dynamic poroelasticity // Bulletin of the Seismological Society of America. 1963. Vol. 53, No. 4. P. 783–788.
- [23] КИСЕЛЕВ С. П., ФОМИН В. М. Соотношения на комбинированном разрыве в газе с твердыми частицами // ПМТФ. 1984. №4. С. 112–119.
- [24] КРАЙКО А. Н., МИЛЛЕР Л. Г., ШИРКОВСКИЙ И. А. О течениях газа в пористой среде с поверхностями разрыва пористости // ПМТФ. 1982. №1. С. 111–118.
- [25] ЛАНДАУ Л. Д., ЛИФШИЦ Е. М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
- [26] BRITAN A., BEN-DOR G., ELPERIN T. ET AL. Mechanism of compressive stress formation during weak shock waves impact with granular materials // Experiments in Fluids. 1997. №22. P. 507–518.
- [27] КИСЕЛЕВ С. П. Структура ударных волн сжатия в пористых упругопластических материалах // ПМТФ. 1998. Т. 39, №6. С. 27–32.

Поступила в редакцию 20 июня 2000 г.