

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕДАЧИ УДАРНО-ВОЛНОВОЙ НАГРУЗКИ ЭКРАНИРУЕМОЙ ПЛОСКОЙ СТЕНКЕ ЧЕРЕЗ СЛОЙ ПОРОШКООБРАЗНОЙ СРЕДЫ И РАЗДЕЛЯЮЩИЙ ИХ ВОЗДУШНЫЙ ЗАЗОР

О. Ю. Болдырева, А. А. Губайдуллин, Д. Н. Дудко, А. Г. Кутушев

Тюменский филиал Института теоретической и прикладной механики
им. С. А. Христиановича СО РАН, 625000 Тюмень, timms@tmn.ru, timms@ikz.ru

В рамках модели, двухскоростной, двухтемпературной, с двумя напряжениями смеси газа и контактирующих между собой твердых частиц, численно исследуется процесс динамического воздействия набегающей воздушной ударной волны на твердую стенку с расположенным перед ней на некотором удалении экранирующим слоем пористой порошкообразной среды. Описание процесса проводится для случая одномерного плоского движения газовой и дисперсной фаз с использованием предположения о вязкоупругом поведении скелета порошка. Рассматривается воздействие на пористый порошкообразный экран ударных волн ступенчатого типа. Анализируется влияние параметров экранирующего слоя и воздушного зазора на динамику нагружения экранируемой твердой стенки.

Ключевые слова: пористая среда, ударная волна, воздушный зазор, экранируемая преграда.

ВВЕДЕНИЕ

Проблема импульсного воздействия на преграды, экранированные пористыми сжимаемыми материалами и сыпучими средами, имеет важное практическое значение во многих отраслях современной техники и технологии при решении вопросов взрывобезопасности производственных процессов и окружающей среды, защиты инженерных сооружений от воздействия ударных волн и др. Надежное функционирование систем акустической, ударной и взрывной защиты требует углубленного изучения закономерностей распространения возмущений в экранирующих слоях пористой среды, а также знания механизмов передачи волновой нагрузки на экранируемые преграды.

Экспериментальное исследование динамики импульсного воздействия волн давления на твердые стенки, покрытые пористыми сжимаемыми материалами типа пенопласта и пенополиуретана, осуществлено в [1–5]. Показано, что в зависимости от параметров воздействующей ударной волны и экранирующего слоя пористой среды возможны режимы как ослабления,

так и усиления ударно-волновой нагрузки на жесткую стенку. Особо подчеркнуто, что в режиме усиления динамического воздействия на преграду пиковое полное напряжение на жесткой стенке может многократно превышать давление нормального отражения при отсутствии пористого экрана. В [4] отмечено, что наличие газовой прослойки между пористым экраном и преградой может снизить амплитуду давления на жесткой стенке.

В работах [4, 6] для теоретического описания динамического взаимодействия ударных волн с жесткой стенкой, экранированной легкосжимаемым пористым материалом, предложено использовать модель «эффективного» газа [7, 8], согласно которой двухфазная среда рассматривается как термодинамически равновесная гомогенная смесь газовой и конденсированной фаз. Показано [4, 6, 9, 10], что применение указанной упрощенной модели двухфазной среды справедливо лишь при описании стадии динамического сжатия сильносжимаемых материалов за отраженными от преграды ударными волнами умеренной интенсивности. Альтернативное [4, 6], но более детальное описание полного напряжения на экранированной стенке осуществлено в [11] на основе простой механической модели, имитирующей воз-

Работа выполнена при финансовой поддержке INTAS (проект 2000-50), фонда Президента РФ по поддержке ведущих научных школ (НШ-7055.2006.1) и Фонда содействия отечественной науке.

действие ударной волны на жесткую преграду, покрытую идеально-пластическим вязкоупругим материалом. Уместно отметить, что практическое использование модели [11] затруднено необходимостью экспериментального определения ряда параметров.

Экспериментальное изучение процесса ударно-волнового воздействия на жесткую стенку, покрытую слоем насыпного порошка, выполнено в [12, 13], где отмечено, что качественное изменение во времени полного напряжения сыпучей среды на экранируемой преграде такое же, как в случае пористого сжимаемого материала. Однако в дополнение к этому установлено (посредством измерения давления порового газа на твердой стенке), что характерное затухающее изменение полного напряжения дисперсной смеси на поверхности преграды обусловлено циркуляцией по «скелету» порошка так называемой быстрой (деформационной) волны [14]. Показано также, что постепенное установление полного напряжения дисперсной среды на преграде до давления нормального отражения от слоя порошка достигается воздействием на стенку так называемой медленной (фильтрационной или диффузионной) волны [15].

В работах [16–18] с использованием методики [12, 13] продолжено экспериментальное исследование закономерностей взаимодействия слабых воздушных ударных волн со слоем гранулированной среды, покрывающей жесткую стенку. В отличие от [12, 13] в [16–18] измерение полного напряжения смеси и давления порового газа осуществлено не только на торце ударной трубы, но и в ряде поперечных сечений слоя сыпучей среды. В [16–18] детально изучено формирование нестационарных полей давления газа в гранулированных средах и влияние процесса фильтрации газа на эволюцию волн давления в пористых сыпучих материалах. В [18] на основе предположения о недеформируемости «скелета» гранулированной среды предпринято численное описание наблюдаемых в [16, 17] волновых процессов. Показано [18], что допущение о жестком характере поведения «скелета» гранулированной среды не позволяет в полной мере описывать все особенности волновых процессов, и в частности эффект усиления динамической нагрузки на экранированную стенку. В работе [19] для более адекватного описания экспериментальных данных [16, 17] предложено использовать

модель движения двухфазной газонасыщенной пористой среды с термоупругим «скелетом» из несжимаемых твердых частиц дисперсной фазы. Посредством численных расчетов, выполненных в [19] TVD-методом [20], показано хорошее соответствие экспериментальных и теоретических полей давления в гранулированных средах. К сожалению, в [19] не приведены результаты численного анализа полей полного напряжения в насыпных средах и на стенке преграды, что затрудняет оценку достоинств и недостатков используемой математической модели.

В цикле теоретических работ [21–32] в рамках различных моделей двухскоростных, двухтемпературных, с двумя напряжениями контактных смесей газа и твердых частиц выполнено детальное численное исследование процесса воздействия ударной волны на жесткую плоскую стенку, экранированную слоем пористой порошкообразной среды. В [21–24] использовано предположение о нелинейно-упругом поведении «скелета» пористой среды с уравнением состояния [33] и численное интегрирование уравнений движения газовой и дисперсной фаз осуществлено методом крупных частиц по алгоритму [34]. В работах [25–32] принято допущение о линейно-вязкоупругом деформировании скелета порошка по схеме [35] и численное решение уравнений движения фаз газонасыщенной среды проведено методом Лакса — Вендроффа [30, 32]. В [21, 29] выполнено сравнение расчетных данных с экспериментальными результатами [12, 17] и показано, что используемые модели движения фаз удовлетворительно описывают волновые процессы в экранирующих слоях пористой порошкообразной среды. В [22, 23, 29] проанализировано влияние определяющих параметров насыпной среды и воздействующей воздушной ударной волны на полное напряжение смеси и давление порового газа на экранированной преграде. В [24] показано, что в случае взаимодействия нелинейных (ударных) волн со слоем насыпной среды давление газа и полное напряжение смеси на комбинированном разрыве, т. е. границе раздела «газ — порошок», испытывают скачки [36, 37].

В работах [38, 39] численно, методом «крупных» частиц [34], изучено воздействие воздушной ударной волны на слой пористой порошкообразной среды конечной протяженности со свободными границами. Детально исследо-

вано прохождение ударных волн, волн сжатия и разрежения через подвижные границы слоя «газ — порошок». В [39] осуществлено математическое моделирование движения пористой порошкообразной среды с учетом силы трения дисперсных частиц с боковыми стенками канала трубы.

В данной работе, являющейся логическим продолжением [21–32], численно исследуется воздействие воздушной ударной волны на жесткую плоскую стенку через экранирующий слой пористой порошкообразной среды и последующий газовый зазор.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Пусть имеется пористая порошкообразная среда, представляющая собой смесь контактирующих друг с другом твердых частиц и газа, заполняющего поровое пространство. Для описания ее движения принимаются следующие допущения: частицы порошкообразной среды представляют собой совокупность несжимаемых монодисперсных твердых включений сферической формы; размеры частиц в дисперсной смеси значительно больше молекулярно-кинетических масштабов и много меньше расстояний, на которых макроскопические параметры фаз меняются заметно (вне ударных скачков); эффекты вязкости и теплопроводности существенны лишь в процессах межфазного взаимодействия; отсутствуют процессы межфазного массообмена, дробления и спекания частиц; эффекты пульсационного движения фаз пренебрежимо малы; изменение внутренней энергии порошкообразной среды, обусловленное работой силы межфазного трения, целиком осуществляется через газовую фазу; упругая составляющая внутренней энергии частиц есть величина постоянная, а тепловая составляющая зависит от работы сил межчастичного взаимодействия (сухого трения) и межфазного теплообмена; скелет порошкообразной среды вязкоупругий, а его деформации малы; газовая фаза представляет собой идеальный газ; внешние массовые силы отсутствуют; теплообмен с окружающей средой не происходит; не учитывается вклад нестационарной силы Бассэ в общую силу межфазного взаимодействия, но учитывается вклад нестационарной силы «присоединенных масс»; движение газа и частиц порошкообразной среды полагается одномерным, плоским и нестационарным. При

сделанных предположениях основные уравнения движения фаз пористой зернистой среды имеют следующий вид [29–32]:

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 v_1}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 v_2}{\partial x} = 0,$$

$$\frac{\partial \rho_1 v_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 v_1^2}{\partial x} + \alpha_1 \frac{\partial p_1}{\partial x} = -F_\mu - F_m,$$

$$\frac{\partial \rho_2 v_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 v_2^2}{\partial x} + \alpha_2 \frac{\partial p_1}{\partial x} = \frac{\partial \sigma_{2*}}{\partial x} + F_\mu + F_m,$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_1 u_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 u_1 v_1}{\partial x} + p_1 \frac{\partial (\alpha_1 v_1 + \alpha_2 v_2)}{\partial x} = \\ = (F_\mu + F_m)(v_1 - v_2) - Q, \end{aligned}$$

$$\frac{\partial \rho_2 u_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 u_2 v_2}{\partial x} - \sigma_{2*} e_{2*} = Q, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \sigma_{2*}}{\partial t} + \frac{\partial \sigma_{2*} v_2}{\partial x} = \sigma_{2*} e_{2*} + E_{f*} e_{2*} - \frac{\sigma_{2*} - E_{e*} \xi_{2*}}{t_{20}}$$

$$(\sigma_{2*} < 0, \quad e_{2*} \leq 0; \quad \sigma_{2*} = 0, \quad e_{2*} > 0),$$

$$e_{2*} = \frac{d_2 \xi_{2*}}{dt} \equiv \frac{\partial v_2}{\partial x} \left(\frac{d_i}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v_i \frac{\partial}{\partial x} \right),$$

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

$$p_1 = \rho_1^0 R T_1, \quad u_1 = c_{v1} T_1,$$

$$\rho_2^0 = \text{const}, \quad u_2 = c_2 T_2,$$

$$\rho_i = \alpha_i \rho_i^0 \quad (i = 1, 2), \quad \alpha_1 + \alpha_2 = 1.$$

Здесь представлены уравнения сохранения масс и импульсов газовой и дисперсной фаз; уравнения притоков тепла к фазам; определяющее уравнение, описывающее вязкоупругое поведение скелета порошкообразной среды; уравнение для продольной компоненты тензора приведенной скорости деформации твердой фазы (e_{2*}); соотношения для продольных динамического (E_{f*}) и статического (E_{e*}) модулей

упругости скелета зернистой среды; уравнения состояния идеального, калорически совершенного газа и несжимаемого материала твердой фазы; уравнения, связывающие приведенные плотности фаз (ρ_i) с их истинными плотностями (ρ_i^0) и объемными содержаниями (α_i), условие насыщенности газом пористой среды.

В системе уравнений (1) нижние индексы 1 и 2 относятся соответственно к параметрам газовой и дисперсной твердой фаз, 0 — к невозмущенному начальному состоянию; v_i, u_i, T_i — массовая скорость, удельная внутренняя энергия и температура i -й фазы ($i = 1, 2$); c_{v1} — удельная теплоемкость газа при постоянном объеме, c_2 — удельная теплоемкость частиц; p_1 — давление газовой фазы; σ_{2*}, ξ_{2*} — продольные компоненты тензоров приведенных напряжений и деформаций твердой фазы пористой среды; F_μ, F_m — силы вязкого межфазного трения и «присоединенных масс»; Q — интенсивность передачи тепла от газовой фазы к дисперсной в единице объема смеси; t_{20} — время релаксации напряжения в скелете порошкообразной среды при его вязкоупругом деформировании; D_{f*}, D_{e*} — продольные динамическая и статическая скорости звука в порошкообразной среде; R — газовая постоянная.

Составляющие силы межфазного взаимодействия задаются в виде [23, 29]

$$F_\mu = \frac{3}{4} \frac{\alpha_1 \alpha_2}{d} C_d \rho_1^0 |v_1 - v_2| (v_1 - v_2), \quad (2)$$

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

где d — диаметр частиц порошкообразной среды; C_d — коэффициент трения; C_m — коэффициент при силе «присоединенных масс», равный 1 для зернистых сред с твердыми сферическими частицами [8, 40]. Коэффициент трения сферических частиц в насыпных средах описывается на основе эмпирической формулы Эргана [41]:

$$C_d = \frac{4}{3\alpha_1} \left(\frac{150(1 - \alpha_1)}{\alpha_1 \text{Re}} + 1.75 \right), \quad (3)$$

$$\alpha_1 \leq 0.55,$$

$$\text{Re} = \left(\rho_1^0 |v_1 - v_2| d \right) / \mu_1, \quad \mu_1 = \text{const},$$

где Re — число Рейнольдса относительного движения фаз, μ_1 — вязкость газовой фазы.

Интенсивность теплообмена фаз описывается зависимостью [40]

$$Q = 6\alpha_2 \lambda_1 \text{Nu} (T_1 - T_2) / d^2, \quad \lambda_1 = \text{const}, \quad (4)$$

где Nu — число Нуссельта, λ_1 — теплопроводность газа. Для задания числа Нуссельта используется зависимость [42]

$$\text{Nu} = \begin{cases} 2 + 0.106 \text{Re} \text{Pr}^{1/3}, & \text{Re} \leq 200, \\ 2.274 + 0.6 \text{Re}^{2/3} \text{Pr}^{1/3}, & \text{Re} > 200, \end{cases} \quad (5)$$

$$\text{Pr} = c_{p1} \mu_1 / \lambda_1, \quad c_{p1} = \gamma c_{v1}, \quad \gamma = \text{const}.$$

Здесь γ и c_{p1} — показатель адиабаты и удельная теплоемкость газа при постоянном давлении, Pr — число Прандтля газа.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается следующая задача (рис. 1, а): в начальный момент времени $t = 0$ в камере высокого давления (КВД) ударной трубы ($0 \leq x \leq x_*$) имеется сжатый газ (воздух); камера низкого давления (КНД), занимающая пространство $x_* < x \leq x_w$, последовательно заполнена невозмущенным атмосферным газом ($x_* < x < x_{**}$) и слоем насыпной порошкообразной среды ($x_{**} \leq x \leq x_{***}$). На участке $x_{***} < x \leq x_w$ остается воздушный зазор. Внутри слоя двухфазной среды, а также слева и справа от него и на экранированном торце трубы находятся датчики давления газа и полного напряжения смеси. Требуется изучить механизм передачи импульсной нагрузки экранированному торцу ударной трубы в зависимости от определяющих параметров воздействующей волны, слоя пористой порошкообразной среды и воздушного зазора.

Начальные условия для сформулированной задачи, схематически изображенной на рис. 1, имеют следующий вид:

$$p_1 = p_{1*}, \quad \rho_1^0 = \rho_{1*}^0, \quad T_1 = T_{1*},$$

$$v_1 = 0, \quad \alpha_1 = 1, \quad \alpha_2 = 0$$

$$(0 \leq x \leq x_*);$$

$$p_1 = p_0, \quad \rho_1^0 = \rho_{10}^0, \quad T_1 = T_0, \quad (6)$$

$$v_1 = 0, \quad \alpha_1 = 1, \quad \alpha_2 = 0$$

$$(x_* < x < x_{**}, \quad x_{***} < x \leq x_w);$$

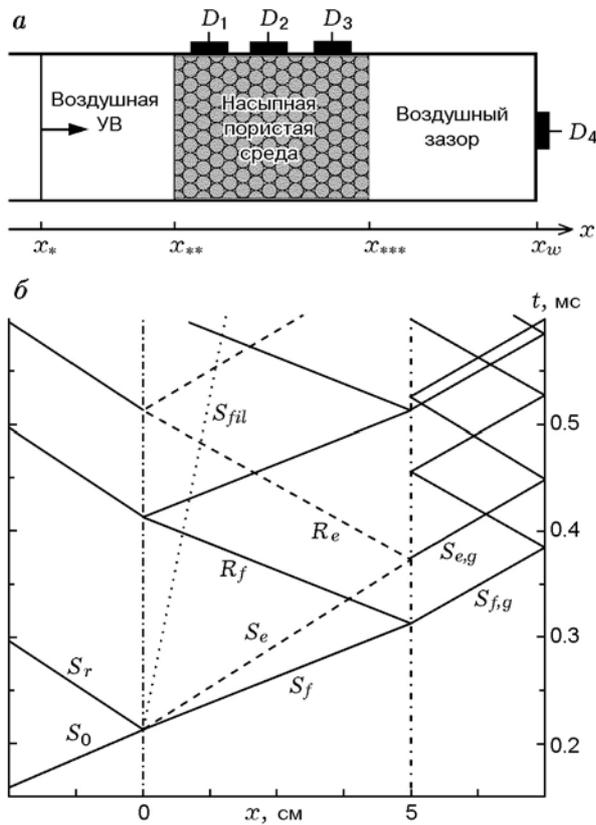


Рис. 1. Схематическое изображение ударной трубы (а) и $x-t$ -волновая диаграмма процесса воздействия воздушной ударной волны на экранирующий слой порошкообразной среды, газовый зазор и торцевую стенку (б):

S_0 и S_r — падающая и отраженная ударные волны в газе КНД, слева от экранирующего слоя; S_f и S_e — двухфронтная деформационная волна в вязкоупругом скелете порошка; S_{fil} — фильтрационная волна в поровом газе и скелете пористой среды; $S_{f,g}$ и $S_{e,g}$ — проходящие в зазор волны сжатия в газе; R_f и R_e — деформационные волны разгрузки в пористой среде; D_i — расчетные «датчики» напряжений в слое пористой среды ($i = 1 \div 3$) и давления газа на торце трубы ($i = 4$)

$$p_1 = p_0, \quad \rho_1^0 = \rho_{10}^0, \quad T_1 = T_0, \quad v_1 = 0,$$

$$\alpha_1 = \alpha_{10}, \quad \alpha_2 = \alpha_{20}, \quad \sigma_{2*} = 0, \quad \xi_{2*} = 0,$$

$$e_{2*} = 0, \quad T_2 = T_0, \quad v_2 = 0$$

$$(x_{**} \leq x \leq x_{***}).$$

Здесь индексами снизу * и 0 отмечены невозмущенные параметры газа в КВД и КНД ударной трубы.

Граничные условия задачи на торцах трубы для дисперсной фазы задаются в виде условий непротекания газа:

$$v_1 = 0 \quad (x = 0, x = x_w). \quad (7)$$

Для дисперсной фазы граничные условия не ставятся ввиду отсутствия частиц в течение всего времени движения на торцевых стенках трубы.

В соответствии с элементарной теорией ударной трубы [43] вместо параметра p_{1*} можно ввести в рассмотрение число Маха (M_0) ударной волны, образующейся при распаде начального разрыва.

Численное интегрирование уравнений (1)–(5) с начальными и граничными условиями (6), (7) осуществлялось методом сквозного счета Лакса — Вендроффа по алгоритму [30, 32]. Точность вычислений контролировалась посредством проверки сохранения интегралов масс, импульсов и энергий фаз, а также путем пересчета с уменьшенными шагами по времени и пространству. Погрешность численных решений оценивалась методом Рунге [44].

Расчеты выполнялись для порошкообразной среды из частиц стали и воздуха. При этом использовались следующие значения термодинамических параметров газовой и дисперсной фаз [30]: $p_0 = 0.101$ МПа, $T_0 = 290$ К, $\rho_{10}^0 = 1.19$ кг/м³, $\gamma = 1.4$, $a_{10} = 341$ м/с, $c_{v1} = 720$ м²/(с²·К), $\mu_1 = 1.81 \cdot 10^{-5}$ кг/(м·с), $\lambda_1 = 0.034$ кг·м/(с²·К), $M_0 = 1.36$, $\rho_2^0 = 7850$ кг/м³, $c_2 = 560$ м²/(с²·К), $\alpha_{10} = 0.4584$, $D_{f*} = 500$ м/с, $D_{e*} = 333$ м/с, $t_{20} = 0.01$ мс, $d = 1$ мм.

В основной серии вычислений протяженность экранирующего слоя полагалась равной 5 см ($x_{**} = 0$, $x_{***} = 0.05$ м), а воздушного зазора — 2.5 см ($x_w = 0.075$ м). Длина воздушной ударной волны многократно превышала протяженность экранирующего слоя. При получении интегральных результатов протяженности слоев сыпучей среды и воздушного зазора изменялись в интервале 0 ÷ 7.5 см.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Динамика взаимодействия воздушной ударной волны со слоем насыпной среды, с газовым зазором и жесткой стенкой представляет собой сложный нестационарный нелинейный волновой процесс. Для его качественного

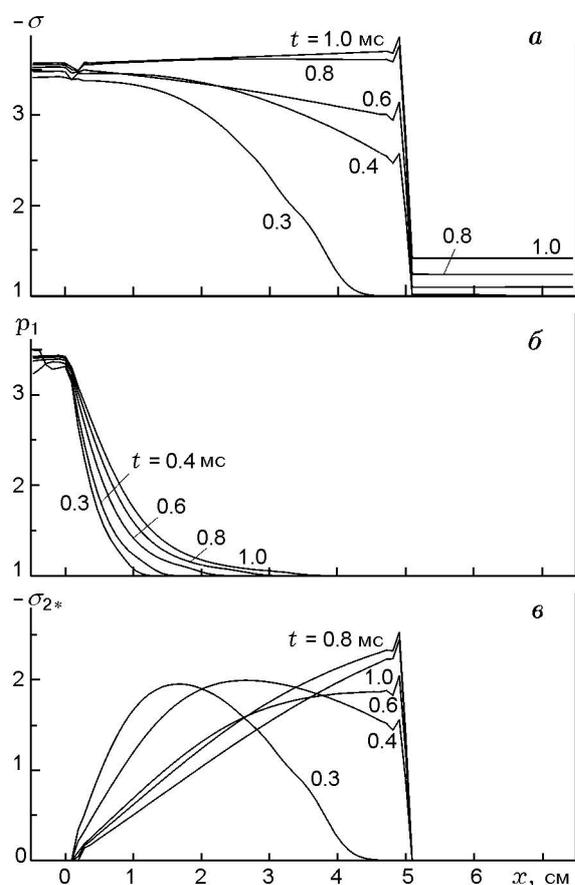


Рис. 2. Расчетные профили полного напряжения (а), давления газа (б) и приведенного напряжения дисперсных частиц (в) в слое насыпной среды ($0 \leq x \leq 5$ см) и воздушном зазоре ($5 \leq x \leq 7.5$ см) в различные моменты времени; $\Delta p/p_0 \approx 1$

описания удобно обратиться к $x-t$ -волновой диаграмме, изображенной на рис. 1, б.

Согласно рис. 1, б, а также расчетным данным, показанным на рис. 2, при распаде начального разрыва в КНД трубы создается возмущение газа в виде воздушной ударной волны (S_0). В момент времени $t_* = 0.21$ мс эта волна достигает контактной границы «газ — порошкообразная среда» ($x = 0$), где происходит очередной распад разрыва. В процессе этого распада формируются нестационарные отраженная ударная волна в «чистом» газе (S_r) и проходящая в порошкообразную среду волна напряжений (S_f). Смещение границы насыпной среды под действием градиента давления в поровом газе и силы межфазного трения пренебрежимо мало.

Возникновение отраженной ударной волны в «чистом» газе обусловлено волнами сжатия, образующимися в результате торможения набегающего потока на границе насыпной среды, а также волнами уплотнения, генерируемыми внутри возмущенной зоны порошка. Распространяясь в сторону, противоположную движению падающей волны, система догоняющих друг друга волн сжатия постепенно порождает отраженную ударную волну в газе. Указанная волна остается нестационарной до момента полного выравнивания давления порового газа в слое порошка. Давление газа за выходящей на стационарный режим распространения отраженной ударной волной асимптотически стремится к давлению отражения от жесткой неподвижной стенки.

Одновременно с формированием отраженной ударной волны в «чистом» газе происходит динамическое нагружение пористой порошкообразной среды. В процессе этого нагружения решающее значение в передаче ударной нагрузки насыпной среде оказывает газ, заполняющий поровое пространство порошка. Исходное возмущение газа в пористой среде создается проходящей по поровому пространству ударной волной. За ее фронтом формируется зона выравнивания скоростей фаз, где газовый поток замедляется, а частицы порошкообразной среды вовлекаются в движение. Динамические и тепловые возмущения, вносимые частицами скелета порошка в поровый газ, догоняют фронт ударной волны и вызывают интенсивное затухание переднего скачка. В результате воздействия диссипативных процессов ударная волна в поровом газе сравнительно быстро вырождается в слабую волну сжатия, и ее влияние на последующий волновой процесс незначительно. В то же время под действием возмущенного газа и силы Архимеда ($\alpha_2 \frac{\partial p_1}{\partial x}$) в среде контактирующих между собой твердых частиц генерируются волны уплотнения, формирующие «быструю» (деформационную) волну сжатия в скелете порошка (см. момент времени $t = 0.3$ мс на рис. 2).

Непосредственно за фронтом деформационной волны (линия S_f на рис. 1, б), распространяющейся со скоростью, близкой к продольной динамической скорости звука в скелете ($D_{f*} = 500$ м/с), осуществляется скачкообразное уплотнение порошкообразной среды, а далее вверх по потоку (между линиями S_f

и S_e на рис. 1, б) формируется зона релаксации напряжения дисперсных частиц, обусловленная вязкоупругим характером деформирования скелета пористого материала. В указанной зоне вследствие сухого трения частиц наблюдается диссипация механической энергии дисперсной фазы, вызывающая, в частности, затухание переднего фронта деформационной волны напряжения (упругого предвестника). Последнее хорошо видно из рис. 3, где приведены для сопоставления расчетные осциллограммы напряжения дисперсной фазы, полученные по вязкоупругой и упругой моделям скелета порошкообразной среды. Отметим, что, как видно из рис. 2, 3, величина избыточного давления порового газа пренебрежимо мала.

Проникновение газа в область порошкообразной среды сопровождается формированием «медленной» (фильтрационной) волны (S_{fil}), распространяющейся в том же направлении, что и быстрая волна (см. рис. 1, б). Согласно расчетным данным (см. рис. 2) скорость медленной волны на порядок меньше скорости быстрой волны и приблизительно равна 40 м/с. За этой волной давление порового газа возрастает, а сжатие скелета порошкообразной среды уменьшается. Массовая скорость частиц насыпной среды за медленной волной практически такая же, как за быстрой волной. Массовая скорость фильтрующегося газа значительно превосходит скорость газа за деформационной волной. Температура газа в фильтрационной волне заметно уменьшается из-за межфазного теплообмена. Температура скелета пористой среды изменяется незначительно из-за большой теплоемкости массива частиц.

В период времени $t \approx 0.31 \div 0.36$ мс быстрая волна отражается от правой свободной границы слоя порошкообразной среды. При этом в глубь порошкообразной среды распространяются волны разрежения (R_f и R_e , см. рис. 1, б), а в газовый зазор — слабые волны сжатия ($S_{f,g}$ и $S_{e,g}$), поровый газ начинает истекать в газовый зазор. На характер истечения газа в зазор, а также на изменение давления на экранированной стенке некоторое (хотя и незначительное) влияние в последующие моменты времени будет оказывать циркуляция волны сжатия в газовом зазоре с периодом $t_c \approx 0.073$ мс.

Волны разгрузки R_f и R_e в период времени $t \approx 0.41 \div 0.51$ мс отражаются от левой свободной границы слоя порошкообразной среды в виде деформационной волны сжатия скелета

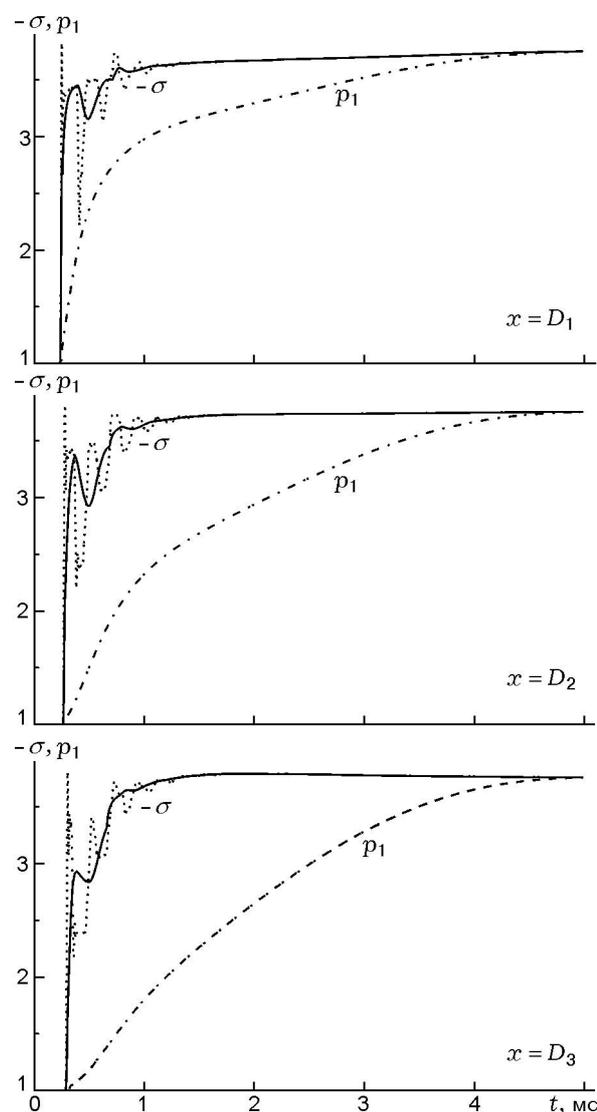


Рис. 3. Расчетные «осциллограммы» полного напряжения и давления порового газа в трех фиксированных сечениях слоя порошкообразной среды $x_i = D_i = 1.25i$ [см] ($i = 1 \div 3$):

сплошные и штрихпунктирные линии — соответственно $-\sigma$ и p_1 , пунктирные — $-\sigma$, рассчитанные по модели линейно-упругого деформирования скелета порошка ($t_{20} = 10$ с); все исходные параметры такие же, как и на рис. 2

порошкообразной среды. По пути своего распространения она нагоняет фильтрационную волну и в период времени $t \approx 0.51 \div 0.65$ мс отражается от правой свободной границы слоя пористой среды в виде волны разрежения. Далее, до момента времени $t \approx 1$ мс, происходит еще несколько циркуляций затухающей деформационной волны (см. рис. 3).

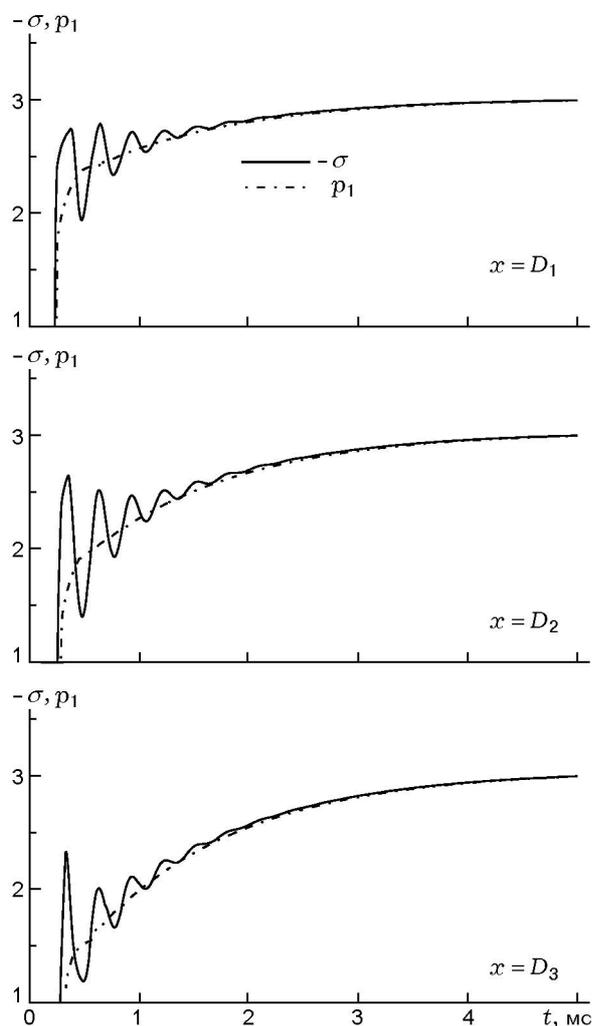


Рис. 4. Соответствующие акустической схематизации процесса расчетные «осциллограммы» полного напряжения и давления газа в сечениях $x_i = 1.25i$ [см] ($i = 1 \div 3$):

исходные параметры фаз такие же, как на рис. 2

Фильтрационная волна достигает правой свободной границы слоя порошкообразной среды к моменту времени $t \approx 1.25$ мс. При ее отражении от границы слоя в виде волны разрежения в воздушный зазор поступает значительно больший объем порового газа, и давление в зазоре и на стенке непрерывно повышается. К моменту времени $t \approx 5$ мс (см. рис. 3) давление газа в пористой среде и воздушном зазоре выравнивается и становится равным давлению отражения ударной волны от жесткой неподвижной стенки ($p_1/p_0 = 3.75$). При этом напряжение в скелете порошкообразной среды становится равным нулю.

Описанные выше результаты численного исследования, показанные на рис. 2, 3, получены в рамках полных нелинейных уравнений движения пористой порошкообразной среды. Следует заметить, что, поскольку интенсивность воздействующей на пористый слой воздушной ударной волны сравнительно невелика ($\Delta p_1/p_0 \approx 1$), представляет интерес решение рассматриваемой задачи в рамках более упрощенных (линеаризованных) уравнений движения фаз.

На рис. 4 приведен пример такого решения, полученного с использованием быстрых алгоритмов дискретного преобразования Фурье. По аналогии с рис. 3 показаны расчетные «осциллограммы» полного напряжения ($-\sigma$) и давления газа (p_1) в трех характерных сечениях пористого экрана. Из сравнения расчетных данных, представленных на рис. 3 и 4, видно, что в нелинейном случае затухание деформационной волны происходит более интенсивно, чем в линейном случае. Кроме того, в линейном случае предельное расчетное давление газа в экранирующем слое $p_1 = p_0 + 2\Delta p_1 \approx 3p_0$, т. е. на 20 % ниже давления отражения данной ударной волны от жесткой стенки.

Значительный интерес представляет исследование влияния определяющих параметров пористой насыпной среды и воздушного зазора на процесс нагружения экранированной стенки. С этой целью при прочих одинаковых условиях (как в примере, показанном на рис. 2) осуществлялось варьирование протяженности воздушного зазора и длины экранирующего слоя.

Рис. 5 иллюстрирует изменение во времени давления газа на экранированной стенке в зависимости от протяженности воздушного зазора. Показано также изменение во времени полного напряжения на стенке (штриховая линия) в отсутствие воздушного зазора. Из представленных данных следует, что при наличии воздушного зазора экранируемая стенка нагружается «квазистатически». При отсутствии зазора наряду с «квазистатическим» нагружением со стороны газа имеется еще импульсная составляющая со стороны дисперсной фазы скелета порошкообразной среды. Благодаря этой динамической составляющей полное напряжение на торце трубы может заметно превышать давление отражения ударной волны от жесткой стенки. Удлинение воздушного зазора приводит к увеличению времени нарастания давления газа на твердой стенке.

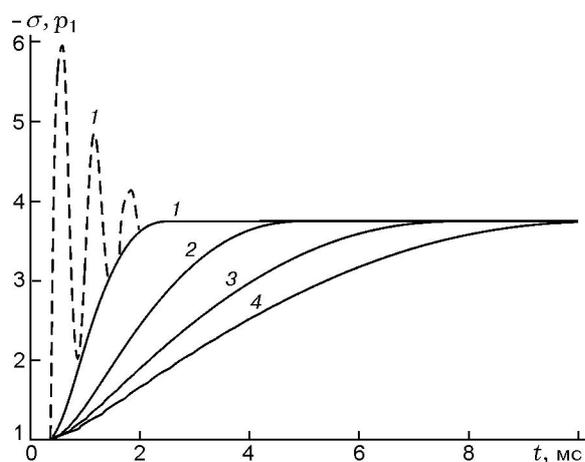


Рис. 5. Расчетные «осциллограммы» давления газа на торце трубы при различной протяженности воздушного зазора:

1–4 — толщина зазора соответственно 0, 2,5, 5,0 и 7,5 см; штриховая линия — «осциллограмма» полного напряжения на стенке в отсутствие воздушного зазора; протяженность слоя сыпучей среды 5 см

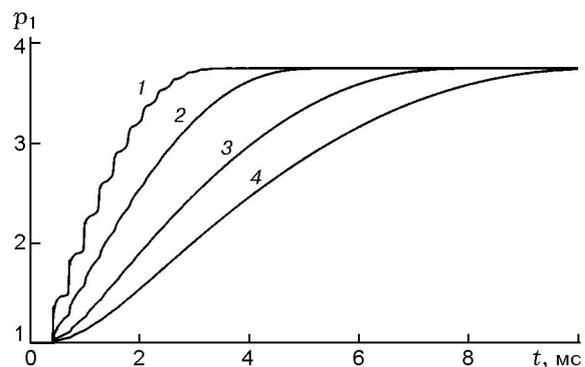


Рис. 6. Расчетные «осциллограммы» давления на торце трубы в случае экранирования слоями порошкообразной среды протяженностью 1,0, 2,5, 5,0 и 7,5 см (кривые 1–4) при фиксированной длине воздушного зазора 5 см

На рис. 6 показано изменение давления на стенке в случае экранирования слоями порошкообразной среды разной протяженности при фиксированной длине воздушного зазора. Представленные расчетные данные свидетельствуют, что при увеличении протяженности экранирующего слоя время нарастания давления на стенке также увеличивается. Указанный характер нагружения стенки обусловлен возрастанием времени фильтрации газа с увеличением протяженности пористого экрана.

ВЫВОДЫ

- Определяющее значение на процесс ударно-волнового воздействия на твердую стенку через экранирующий слой насыпной среды со свободными границами оказывает не деформационная, а фильтрационная волна.
- Наличие воздушного зазора между слоем насыпной среды и экранируемой стенкой обуславливает монотонный рост давления на преграде от начального атмосферного давления до давления отражения ударной волны от жесткой стенки.
- При отсутствии воздушного зазора полное напряжение на экранируемой стенке характеризуется пульсациями и напряжение на торце трубы может заметно превышать давление отражения ударной волны от твердой стенки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гельфанд Б. Е., Губин С. А., Когарко С. М., Попов Д. Е. Исследование особенностей распространения и отражения волн давления в пористой среде // ПМТФ. 1975. № 6. С. 74–77.
2. Гвоздева Л. Г., Фаресов Ю. М. О взаимодействии воздушной ударной волны со стенкой, покрытой пористым сжимаемым материалом // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10, вып. 19. С. 1153–1156.
3. Гвоздева Л. Г., Фаресов Ю. М., Фокеев В. П. Взаимодействие воздушной ударной волны с пористыми сжимаемыми материалами // ПМТФ. 1985. № 3. С. 111–115.
4. Гельфанд Б. Е., Губанов А. В., Тимофеев Е. И. Взаимодействие воздушных ударных волн с пористым экраном // Изв. АН СССР. МЖГ. 1983. № 4. С. 79–84.
5. Фаресов Ю. М., Гвоздева Л. Г. Экспериментальное исследование нормального отражения ударных волн от торца, покрытого слоем пористого сжимаемого материала // Нестационарные течения газов с ударными волнами: Докл. Всесоюз. семинара-совещ., Ташкент, 15–23 сент. 1989. Л., 1990. С. 179–187.
6. 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.
7. Rudinger G. Some effects of finite particle volume on the dynamics of gas-particle mixtures // AIAA Journal. 1965. V. 3, N 7. P. 1217–1222.
8. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978.
9. Гвоздева Л. Г., Фаресов Ю. М. Приближенный расчет параметров стационарных ударных волн в пористых сжимаемых материалах // ПМТФ. 1986. № 1. С. 120–125.

10. Гвоздева Л. Г., Ляхов В. Н., Раевский Д. К., Фаресов Ю. М. Численное исследование распространения ударной волны в газе и пористой среде // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 4. С. 125–129.
11. Гельфанд Б. Е., Медведев С. П., Поленов А. Н., Фролов С. М. О влиянии пористого сжимаемого покрытия на характер ударно-волнового нагружения конструкций // Журн. техн. физики. 1987. Т. 57, вып. 4. С. 831–833.
12. Гельфанд Б. Е., Медведев С. П., Поленов А. Н., Фролов С. М. Передача ударно-волновой нагрузки насыпными средами // ПМТФ. 1988. № 2. С. 115–121.
13. Gelfand B. E., Medvedev S. P., Borisov A. A., et al. Shock loading of stratified dusty system // Archivum Combustionis. 1989. V. 9, N 1/4. P. 153–165.
14. 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.
15. Biot M. A. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid 1. Low frequency range // Ibid. P. 169–178.
16. Ben-Dor G., Britan A., Elperin T., et al. Experimental investigation of the interaction between weak shock waves and granular layers // Experiments in Fluids. 1997. V. 22. P. 432–443.
17. Britan A., Ben-Dor G., Elperin T., et al. Mechanism of compressive stress formation during weak shock waves impact with granular materials // Ibid. P. 507–518.
18. Britan A., Ben-Dor G., Elperin T., et al. Gas filtration during the impact of weak shock waves on granular layers // Intern. J. Multiphase Flow. 1997. V. 23, N 3. P. 473–491.
19. Levy A. Shock waves interaction with granular materials // Powder Technol. 1999. V. 103. P. 212–219.
20. 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 results // J. Fluid Mech. 1996. V. 324. P. 163–179.
21. Кутушев А. Г., Рудаков Д. А. Численное исследование воздействия ударной волны на преграду, экранируемую слоем пористой порошкообразной среды // ПМТФ. 1993. Т. 34, № 5. С. 25–31.
22. Кутушев А. Г., Родионов С. П. Численное исследование влияния параметров слоя насыпной среды и падающей ударной волны на давление на экранируемой плоской стенке // Физика горения и взрыва. 1999. Т. 35, № 2. С. 105–113.
23. Кутушев А. Г. Математическое моделирование волновых процессов в аэродисперсных и порошкообразных средах. СПб.: Недра, 2003.
24. Кутушев А. Г., Родионов С. П. Взаимодействие слабых ударных волн со слоем порошкообразной среды // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36, № 3. С. 131–140.
25. Губайдуллин А. А., Урманчев С. Ф. Исследования прохождения волн сжатия из жидкости или газа в насыщенную пористую среду и отражения их от преград // Динамика сплошных сред. Акустика неоднородных сред. Новосибирск: ИГиЛ СО РАН, 1992. Вып. 105. С. 122–128.
26. Губайдуллин А. А., Урманчев С. Ф. Волны сжатия в насыщенных газом пористых средах // Труды 1-й Росс. нац. конф. по теплообмену. М.: МЭИ, 1994. Т. 7. С. 71–77.
27. Губайдуллин А. А., Дудко Д. Н. Взаимодействия с преградами волн сжатия в газонасыщенной пористой среде // Динамика сплошных сред. Акустика неоднородных сред. Новосибирск: ИГиЛ СО РАН, 1997. Вып. 112. С. 113–118.
28. Gubaidullin A. A., Dudko D. N. Processes of propagation and interaction of shock waves with obstacles in gas-saturated porous media // Biot Conf. on Poromechanics. Louvain-la-Neuve, Belgium, 1998. P. 217–220.
29. Губайдуллин А. А., Дудко Д. Н., Урманчев С. Ф. Моделирование взаимодействия воздушной ударной волны с пористым экраном // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36, № 4. С. 87–96.
30. Губайдуллин А. А., Дудко Д. Н., Урманчев С. Ф. Воздействие воздушных ударных волн на преграды, покрытые пористым слоем // Вычислительные технологии. 2001. Т. 6, № 3. С. 7–20.
31. 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.
32. Gubaidullin A. A., Dudko D. N. Modelling of the impact of air shock wave on obstacle covered by porous screen // Comput. Mech. 2003. V. 31, N 6. P. 453–460.
33. Gough P. S., Zwartst F. J. Modeling heterogeneous two-phase reacting flow // AIAA Journal. 1979. V. 17, N 1. P. 17–25.
34. 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.
35. Мусаев Н. Д. К двухскоростной механике зернистых пористых сред // Прикл. математика и механика. 1985. Т. 49, вып. 2. С. 334–336.
36. Федоров А. В., Фомин В. М. К теории комбинированного разрыва в газозвесах // Физическая газодинамика реагирующих сред. Новосибирск: Наука, 1990. С. 128–134.

37. **Федоров А. В.** Структура комбинированного разрыва в газовзвесьях при наличии хаотического давления частиц // ПМТФ. 1992. № 5. С. 36–41.
38. **Ивандаев А. И., Кутушев А. Г., Рудаков Д. А.** Численное исследование процесса метания слоя порошка сжатым газом // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 4. С. 63–70.
39. **Садин Д. В.** Численное исследование начального импульсного движения слоя порошка в канале под воздействием сжатого газа // ПМТФ. 1999. Т. 40, № 6. С. 122–127.
40. **Нигматулин Р. И.** Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Ч. 1.
41. **Ergun S.** Fluid flow through packed columns // Chem. Eng. Progress. 1952. V. 48, N 2. P. 89–94.
42. **Чудновский А. Ф.** Теплообмен в дисперсных средах. М.: Гостехиздат, 1954.
43. **Лойцянский Л. Г.** Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1973.
44. **Кестенбойм Х. С., Росляков Г. С., Чудов Л. А.** Точечный взрыв. Методы расчета. Таблицы. М.: Наука, 1974.

*Поступила в редакцию 12/IX 2005 г.,
в окончательном варианте — 30/XI 2005 г.*
