

УДК 539.3

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДЕФОРМИРУЕМЫХ ГАЗОПРОНИЦАЕМЫХ ПАКЕТОВ СЕТОК С УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ

Е. Г. Глазова, А. В. Кочетков

Научно-исследовательский институт механики Нижегородского государственного университета им. Н. И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород  
E-mail: kochetkov@mech.unn.ru

Представлена математическая модель, описывающая в одномерном приближении взаимосвязанные процессы нестационарного деформирования плоских, цилиндрических и сферических пакетов металлических плетеных проволочных сеток и волновые процессы в поровом газе. С использованием модифицированной схемы Годунова численно решены нелинейные уравнения динамики двух взаимопроникающих континуумов. Получены решения задач о воздействии ударных волн на плоские и цилиндрические пакеты сеток. Показано, что результаты численных решений плоских задач согласуются с известными экспериментальными данными. Исследуется характер взрывных волн, проходящих через цилиндрический пакет сеток.

**Ключевые слова:** металлические сетки, взаимопроникающие континуумы, упруго-пластическое деформирование, взрыв, схема Годунова.

Эффективным способом ослабления газодинамических нагрузок, возникающих при воздействии ударных волн, является использование пакетов мелкоячеистых проволочных тканевых сеток (рис. 1), размещаемых перед преградой. В ряде работ получены оценки эффективности уменьшения газодинамических параметров проходящих ударных волн с использованием подобных многослойных экранов [1–4]. В [1–3] пакет сеток предполагался недеформируемым и неподвижным в пространстве. В работе [4], в которой рассматривались плоские пакеты сеток, пакет считался упругопластически деформируемым при его сжатии в направлении, перпендикулярном слоям сеток.

В данной работе предлагается нелинейная математическая модель, описывающая взаимосвязанные одномерные процессы нестационарного деформирования плоских, цилиндрических и сферических пакетов металлических проволочных сеток и волновые процессы в поровом газе с учетом сопротивления растяжению пакета в окружном направлении. Приводятся численные решения задач о воздействии ударных волн на плоские и цилиндрические пакеты сеток.

**Основные уравнения.** Деформация пакета сеток с содержащимся в них поровым газом описывается на основе уравнений динамики двух взаимопроникающих континуумов, каждый из которых имеет собственную скорость, напряжение (давление) и температуру. При формулировке уравнений использованы обычные для подобных смесей предпо-

---

Работа выполнена при финансовой поддержке Совета по грантам Президента РФ по государственной поддержке ведущих научных школ (грант № НШ-4807.2010.8) и Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 09-08-00711а).

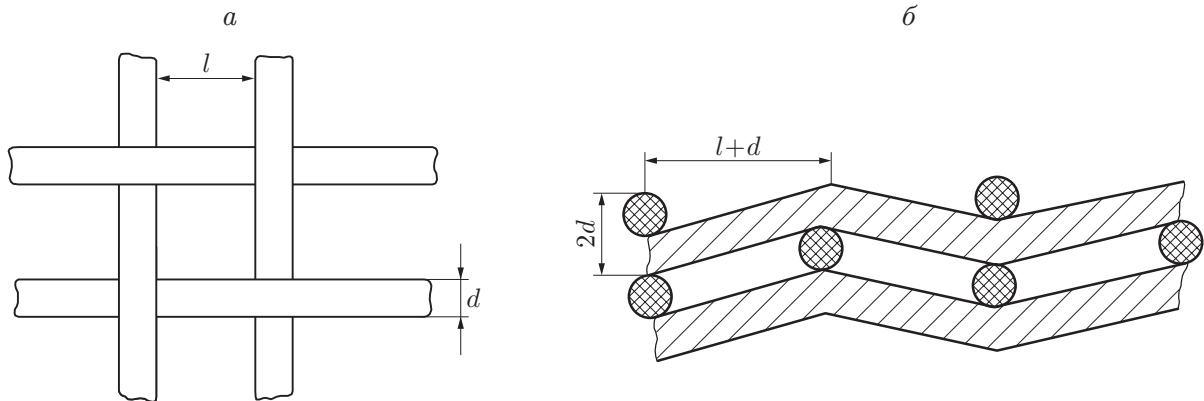


Рис. 1. Схема фрагмента пакета сеток:

*a* — элементарная ячейка сетки в ее плоскости; *б* — сечение пакета сеток плоскостью, ортогональной их плоскости

ложения [5–7]: размеры элементарных узлов (частиц) в области, занимаемой дисперсной смесью (за исключением линий разрыва), значительно больше молекулярно-кинетических масштабов и много меньше расстояний, на которых макроскопические параметры фаз меняются заметно; влияние вязкости и теплопроводности существенно лишь в процессах межфазного взаимодействия; процессы межфазного массообмена, дробления частиц отсутствуют; влияние пульсационного движения фаз пренебрежимо мало; газовая фаза представляет собой идеальный газ; внешние массовые силы и теплообмен с окружающей средой отсутствуют. Наряду с этим предполагается, что цилиндрический или сферический пакет сеток деформируется нелинейно и анизотропно, т. е. в направлении, перпендикулярном слоям сеток, упругопластически сжимается, а в окружном направлении упругопластически растягивается. Сдвиговыми напряжениями пренебрегается. Плоские пакеты сеток деформируются только в направлении нормали к слоям сеток, причем сопротивление растяжению практически отсутствует. Нелинейный закон сжатия сеток в виде степенной функции определен в [4] на основе статических экспериментов по одноосному сжатию плоских пакетов различной толщины. Ниже приводятся уравнения динамики двухфазной среды (нижний индекс 1 соответствует поровому газу, 2 — пакету сеток).

Уравнения динамики порового газа имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_1 \rho_1^0 Q) + \frac{\partial}{\partial r} (\beta_1 \rho_1^0 u_1 Q) &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_1 \rho_1^0 u_1 Q) + \frac{\partial}{\partial r} (\beta_1 (p_1 + \rho_1^0 u_1^2) Q) &= \beta_1 p_1 \frac{dQ}{dr} - n f Q, \\ \frac{\partial}{\partial t} \left[ \alpha_1 \rho_1^0 \left( e_1 + \frac{u_1^2}{2} \right) Q \right] + \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \beta_1 \left[ \rho_1^0 u_1 \left( e_1 + \frac{u_1^2}{2} \right) + p_1 u_1 \right] Q \right\} &= -n q Q, \\ p_1 &= (\varkappa - 1) \rho_1^0 e_1, \quad T_1 = e_1 / (c_v)_1 (T_1). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $t$  — время;  $r$  — координата;  $p$  — давление;  $\rho^0$  — истинная плотность;  $u$  — скорость;  $e$  — внутренняя энергия;  $T$  — температура;  $c_v$  — удельная теплоемкость;  $\varkappa$  — показатель адиабаты;  $Q = r^{\nu-1}$ ; индекс  $\nu = 1$  соответствует декартовой системе координат,  $\nu = 2$  — цилиндрической,  $\nu = 3$  — сферической;  $\alpha$  — объемная концентрация;  $\beta_1$  — коэффициент “проходного” сечения газа в смеси (пропорциональный отношению минимальной площади “проходного” сечения к общей площади преграды);  $f, q$  — межфазные силы и тепловой

поток, действующие на элементарный узел твердого компонента со стороны порового газа;  $n$  — количество элементарных узлов в единице объема смеси. При  $\alpha_1 = \beta_1 = 1$  и  $n = 0$  из системы (1) следуют уравнения газовой динамики для однородной среды.

Уравнения динамики пакета сеток записываются в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho_2 Q) + \frac{\partial}{\partial r} (\rho_2 u_2 Q) &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho_2 u_2 Q) + \frac{\partial}{\partial r} [(\rho_2 u_2^2 - \sigma_{rr}) Q] &= (\sigma_{\theta\theta} - \sigma_{rr}) \frac{\partial Q}{\partial r} + n f Q, \\ \frac{\partial \varepsilon_{\theta\theta}}{\partial t} + u_2 \frac{\partial \varepsilon_{\theta\theta}}{\partial r} &= \frac{u_2}{r} \quad \text{при } \nu \neq 1 \quad (\varepsilon_{\theta\theta} \equiv 0 \quad \text{при } \nu = 1), \\ \sigma_{rr} &= f_r(\rho_2, \rho_2^*), \quad \sigma_{\theta\theta} = f_\theta(\varepsilon_{\theta\theta}, \varepsilon_{\theta\theta}^*), \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho_2 \rho_2^* Q) + \frac{\partial}{\partial r} (\rho_2 \rho_2^* u_2 Q) &= 0, \quad \frac{\partial}{\partial t} (\rho_2 \varepsilon_{\theta\theta}^* Q) + \frac{\partial}{\partial r} (\rho_2 \varepsilon_{\theta\theta}^* u_2 Q) = 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho_2 T_2 Q) + \frac{\partial}{\partial r} (\rho_2 T_2 u_2 Q) &= \frac{n q Q}{c_2(T_2)}. \end{aligned} \tag{2}$$

Здесь  $\rho_2$  — приведенная плотность пакета сеток ( $\rho_2 = \alpha_2 \rho_2^0$ ,  $\alpha_1 + \alpha_2 = 1$ );  $c_2$  — удельная теплоемкость металла;  $\sigma_{rr}$ ,  $\sigma_{\theta\theta}$  — приведенные напряжения в направлении оси  $r$  и в окружном направлении соответственно;  $\rho_2^*$ ,  $\varepsilon_{\theta\theta}^*$  — максимальные плотность и окружная деформация частицы твердой фазы, достигнутые при нагружении. При построении закона деформирования полагаем, что продольная деформация сжатия возникает вследствие изменения объема среды ( $\varepsilon_{rr} = 1 - \rho_{20}/\rho_2$ ), что справедливо для сжимаемых высокопористых сред. Параметры  $\rho_2^*$  и  $\varepsilon_{\theta\theta}^*$  необходимы для описания разгрузки твердого компонента среды, испытывающего необратимые деформации [8]. Функция связи между продольными напряжениями и плотностью принимается в виде

$$\sigma_{rr} = f_r(\rho_2, \rho_2^*) = \begin{cases} (\rho_{20} C_{20}^2/m)[1 - (\rho_2/\rho_{20})^m], & \rho_2 \geq \rho_2^*, \\ \sigma_{rr}^* + C_R^2(\rho_2^* - \rho_2), & \rho_2 < \rho_2^*. \end{cases} \tag{3}$$

Значения параметров  $m$ ,  $C_{20}$ ,  $C_R$  определяются в экспериментах по одноосному статическому сжатию и разгрузке плоских пакетов сеток [4]. График функции  $\sigma_{rr}(\rho_2)$  при  $m = 3,29$ ,  $C_{20} = 40$  м/с,  $C_R = C_{20}(\rho_2^*/\rho_{20})^{(m-1)/2}$ ,  $\rho_{20} = 1,09$  г/см<sup>3</sup> для сетки с размерами  $l = 2$  мм,  $d = 0,5$  мм и количеством слоев, равным 50–100, приведен на рис. 2, а.

Связь между окружными напряжением и деформацией принимается в виде

$$\sigma_{\theta\theta} = f_\theta(\varepsilon_{\theta\theta}, \varepsilon_{\theta\theta}^*) = \begin{cases} E_e \varepsilon_{\theta\theta}, & \varepsilon_{\theta\theta} \leq \varepsilon_e, \\ E_e \varepsilon_e + E(\varepsilon_{\theta\theta} - \varepsilon_e), & \varepsilon_e < \varepsilon_{\theta\theta} \leq \varepsilon_p, \\ E_e \varepsilon_e + E(\varepsilon_p - \varepsilon_e) + E_p(\varepsilon_{\theta\theta} - \varepsilon_p), & \varepsilon_{\theta\theta} > \varepsilon_p, \quad \varepsilon_{\theta\theta} \geq \varepsilon_{\theta\theta}^*, \\ \sigma_{\theta\theta}^* - E(\varepsilon_{\theta\theta}^* - \varepsilon_{\theta\theta}), & \varepsilon_{\theta\theta} > \varepsilon_p, \quad \varepsilon_{\theta\theta} < \varepsilon_{\theta\theta}^*. \end{cases} \tag{4}$$

График функции  $\sigma_{\theta\theta}(\varepsilon_{\theta\theta})$  (рис. 2, б) является типичным для упругопластических материалов, за исключением начального участка  $\varepsilon_{\theta\theta} \leq \varepsilon_e$ , который описывает деформацию изначально неплотно упакованных в пакет слоев сеток. Кроме того, модули деформации  $E_e$ ,  $E$ ,  $E_p$  являются приведенными и связаны с модулями на растяжение отдельной металлической проволоочки соотношениями типа  $E = E^0 \gamma_2$ , где  $\gamma_2$  — отношение площади занятого металлом поперечного сечения пакета к общей площади сечения.

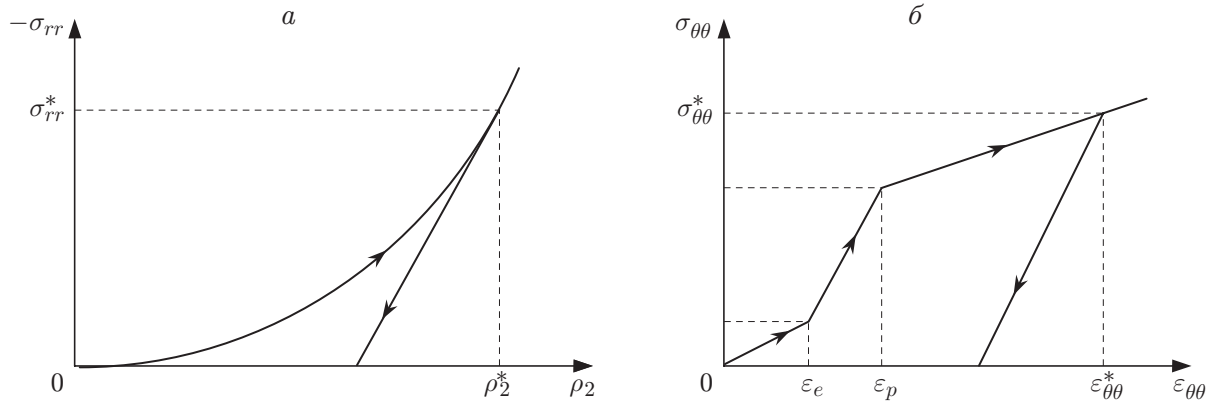


Рис. 2. Кривые деформирования:

*a* — в направлении, перпендикулярном плоскости сетки; *б* — в окружном направлении

**Силы и энергия межкомпонентного взаимодействия.** При взаимодействии твердого и газового компонентов межфазными силами являются силы сопротивления частиц твердой фазы при их обтекании поровым газом и силы Стокса вязкого трения. Кроме того, учитывается конвективный теплообмен через межфазную поверхность. Объемные силы в правых частях систем уравнений (1), (2) представляют собой сумму двух сил:

$$f = f_s + f_\mu.$$

Выражение для силы сопротивления, возникающей при обтекании отдельных цилиндрических проволочек, имеет вид

$$f_s = d(d + 2l)\rho_1^0 C_D |u_1 - u_2|(u_1 - u_2),$$

где  $C_D$  — коэффициент сопротивления, в общем случае зависящий от чисел Маха и Рейнольдса (в данной работе  $C_D = 1$ ). Выражение для силы вязкого трения, возникающей при обтекании элементарных узлов, записывается в виде

$$f_\mu = c_\mu \rho_1^0 |u_1 - u_2|(u_1 - u_2) \pi d_c^2 / 2.$$

Здесь элементарные цилиндрические узлы сетки заменены на эквивалентные по площади поверхности сферические частицы;  $d_c$  — диаметр приведенной сферической частицы;  $c_\mu$  — коэффициент трения, определяемый по эмпирическим формулам, полученным на основе экспериментов по стационарной продувке воздуха через слой сферических частиц [9]:

$$c_\mu = \begin{cases} c_\mu^{(1)} = 24/\text{Re} + 4,4/\text{Re}^{1/2} + 0,42, & \alpha_2 \leq 0,085, \\ c_\mu^{(2)} = 4(1,75 + 150\alpha_2/(\alpha_1 \text{Re})) / (3\alpha_1), & \alpha_2 \geq 0,45 \end{cases}$$

и линейной интерполяцией между  $c_\mu^{(1)}$  и  $c_\mu^{(2)}$  при  $0,085 < \alpha_2 < 0,45$ ;  $\text{Re} = \rho_1^0 |u_1 - u_2| d_c / \mu_1$  — число Рейнольдса;  $\mu_1$  — динамическая вязкость газа.

Тепловой поток в единице объема от газа к твердой фазе вычисляется по формуле

$$q = \alpha_T S_c (T_1 - T_2),$$

где  $S_c = \pi d_c^2$  — площадь поверхности элементарного узла (частицы);  $\alpha_T = \lambda_1 \text{Nu} / d_c$  — коэффициент теплоотдачи газа вследствие конвекции;  $\lambda_1$  — теплопроводность газа;  $\text{Nu}$  — число Нуссельта, которое для пористых сред определяется по формуле [6]

$$\text{Nu} = \begin{cases} 2 + 0,106 \text{Re} \text{Pr}^{1/3}, & \text{Re} \leq 200, \\ 2,27 + 0,6 \text{Re}^{2/3} \text{Pr}^{1/3}, & \text{Re} > 200; \end{cases}$$

$Pr = (c_p)_1 \mu_1 / \lambda_1$  — число Прандтля;  $(c_p)_1$  — удельная теплоемкость газа при постоянном давлении.

Отметим, что так как в процессе деформации твердая фаза, представляющая собой скелет высокопористой среды, может сильно сжиматься, ряд осредняющих параметров будет зависеть от степени ее уплотнения. В частности:

$$\alpha_2 = \alpha_{20} \rho_2 / \rho_{20}, \quad n = n_0 \rho_2 / \rho_{20}, \quad 1 - \beta_1 = (1 - \beta_{10}) \rho_2 / \rho_{20}$$

(нижний индекс 0 обозначает начальные значения величин при  $t = 0$ ).

Поверхности контакта чистого газа с пористым пакетом сеток являются комбинированным разрывом [10], на котором выполняются условия динамической совместности, следующие из интегральной формы уравнений (1), (2), записанных для подвижной поверхности разрыва. К этим условиям добавляются условия [11, 12]

$$F^\sigma = p_1^\sigma [\beta_1], \quad p_1^\sigma = \begin{cases} p_1^-, & [\beta_1] > 0, \quad M_{12} < 1, \\ p_1^+, & [\beta_1] > 0, \quad M_{12} > 1, \end{cases}$$

$$[S_1] = 0, \quad [\beta_1] < 0, \quad M_{12} < 1,$$

где  $S_1$  — энтропия газа;  $M_{12} = |u_1 - u_2| / c_1$ ;  $c_1$  — скорость звука;  $p_1^-, p_1^+$  — давление газа слева и справа от поверхности разрыва; квадратные скобки обозначают скачок величин на разрыве.

**Особенности численной реализации.** Уравнения (1)–(4) решаются численно с использованием схемы Годунова [13, 14]. С целью адаптации этой схемы для решения уравнений динамики деформирующихся взаимопроникающих континуумов разработаны алгоритмы решения задачи о распаде произвольного разрыва для высокопористой упруго-пластической среды, а также алгоритмы решения уравнений динамики порохового газа на сетках Эйлера — Лагранжа с учетом изменяющихся коэффициентов “проходных” сечений и объемной концентрации пор.

Для расчета параметров на контактных границах двухфазная среда — газ используется алгоритм, основанный на решении задачи о распаде произвольного разрыва в канале со скачком площади поперечного сечения [15]. Различные типы газодинамического потока, втекающего в пористую среду и истекающего из нее, подробно описаны и проанализированы в [11, 12]. Алгоритм строится на основе принципа расщепления процесса. На первом этапе на каждом шаге определяется движение границы пористой среды с использованием газодинамического давления, полученного на предыдущем шаге расчета, на втором этапе решается задача о распаде разрыва в движущейся системе координат, связанной с комбинированным разрывом. В результате определяются все граничные параметры, необходимые для численного интегрирования уравнений (1), (2). На границе между жесткой преградой и пористой средой выполняется условие непротекания ( $u_1 = u_2 = 0$ ). Полное давление на преграду определяется как сумма приведенных давлений порохового газа и скелета пористой среды.

**Результаты численных расчетов. Тестирование модели.** С целью оценки адекватности математической модели и используемой численной схемы выполнены расчеты деформирования плоского пакета сеток под действием взрывной нагрузки. Постановка задачи соответствует условиям проведения экспериментов, результаты которых представлены в [4]. Плоский пакет сеток размещается на торце жесткой цилиндрической камеры, на оси симметрии которой на определенном расстоянии от поверхности пакета помещен сферический заряд взрывчатого вещества (ВВ) ТГ 50/50 (рис. 3). Определяющие параметры задачи имели следующие значения: масса заряда  $m_0 = 9,5$  г, диаметр цилиндрической камеры  $D = 8$  см, расстояние от заряда ВВ до пакета сеток  $L = 8$  см, толщина пакета

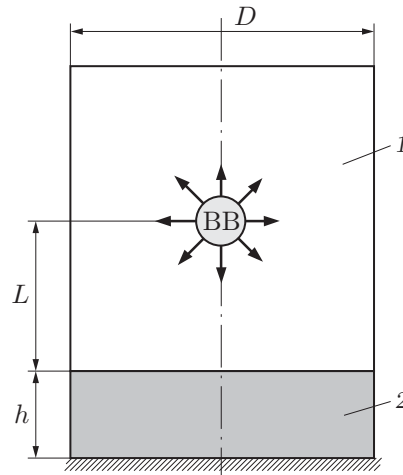


Рис. 3. Схема задачи о взрывном воздействии на плоский пакет сеток в цилиндрической камере с жесткими стенками:  
1 — воздух, 2 — пакет сеток

сеток  $h = 5,4$  см (54 слоя сетки с размером ячейки  $l = 0,2$  см и диаметром проволоки  $d = 0,05$  см).

Эксперименты проводились в двух вариантах. В первом варианте на поверхность пакета сеток устанавливалась круглая тонкая стальная пластина диаметром 8 см и толщиной 0,3 см, препятствующая затеканию воздуха в пакет сеток. В этом случае поровый газ фактически не оказывал влияния на деформацию пакета. Во втором варианте пластина отсутствовала, воздух проникал в поры пакета и взаимодействовал с ним. Процессы распространения ударной волны и газодинамических потоков при взрыве сферического заряда в цилиндрической камере существенно неоднородны. Однако измеренные расстояния, на которые перемещается верхняя поверхность пакета сеток, в обоих вариантах эксперимента оказались близки к значению этой величины в случае одноосного нагружения. Различия расстояний, на которые перемещаются точки, расположенные на оси симметрии и вблизи боковой стенки, не превышало 10 %. Результаты численного моделирования сферического взрыва в жестком цилиндрическом объеме в двумерном варианте с помощью пакета прикладных программ “Динамика-2” [16] (в отсутствие пакета сеток) подтверждают, что, несмотря на значительное различие значений амплитуды импульса, величины импульса, действующего на различные точки торцевой поверхности камеры, при заданных геометрических параметрах оказываются близкими. Таким образом, одномерное приближение удовлетворительно описывает процесс деформации пакета сеток.

В расчетах принимались следующие значения параметров пакета сеток:  $\alpha_{20} = 0,1443$ ,  $n_0 = 140 \text{ см}^{-3}$ ,  $\beta_1 = 0,64$ ,  $\rho_{20}^0 = 1,09 \text{ г/см}^3$ ,  $\varepsilon_e = 0,02$ ,  $E_e = 500 \text{ кг/см}^2$ ,  $\varepsilon_p = 0,03$ ,  $E_p = 49000 \text{ кг/см}^2$ ,  $\varepsilon_r = 0,52$ ,  $E_r = 1020 \text{ кг/см}^2$ ,  $T_{20} = T_{10} = 293 \text{ К}$ ,  $d_c = 0,16 \text{ см}$ ,  $\mu_1 = 1,71 \cdot 10^{-5} \text{ Па} \cdot \text{с}$ ,  $\lambda_1 = (1,4 + 0,0053T_1) \cdot 10^{-2} \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$ ,  $(c_v)_1 = 0,65 + 0,0002T_1 \text{ Дж/(г} \cdot \text{К)}$ ,  $c_2 = 0,5 \text{ Дж/(г} \cdot \text{К)}$ . На рис. 4 приведены расчетные кривые зависимости расстояния, на которое перемещается верхняя граница пакета сеток, от времени. В процессе нагружения пакет сеток испытывает деформации  $\varepsilon_{rr} \approx 0,6 \div 0,7$ . В эксперименте с учетом затекания газа измерялись остаточные перемещения лицевой поверхности пакета сеток. Эти значения оказались в среднем на 30 % меньше, чем в экспериментах без учета затекания газа. Сравнение кривых показывает, что предложенная модель адекватно описывает процесс динамического сжатия пакетов сеток и с учетом влияния порового газа. Анализ численных

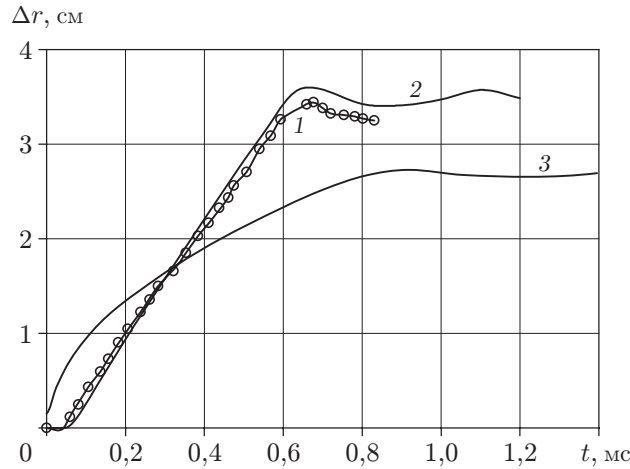


Рис. 4. Зависимость расстояния, на которое перемещается лицевая поверхность пакета сеток, от времени:

1 — экспериментальные данные [4] без учета затекания газа в поры; 2, 3 — результаты расчета (2 — без учета взаимодействия порового газа со скелетом, 3 — с учетом взаимодействия порового газа со скелетом)

решений показал, что газодинамические процессы в поровом газе происходят в несколько раз быстрее деформационных процессов в скелете среды. В тот момент, когда деформационная волна сжатия достигает жесткой стенки, ударная волна, отраженная от нее, взаимодействует с набегающим импульсом на лицевой поверхности пакета, препятствуя дальнейшему сжатию слоя сеток.

С целью оценки эффективности использования пакетов сеток для уменьшения взрывного воздействия проведены расчеты процессов распространения ударных волн через цилиндрический пакет плетеных сеток. Рассматривался взрыв шнурового заряда радиусом  $r_0$ . Параметры, определяющие деформационные и газопроницаемые свойства пакета сеток, те же, что и в тестовых расчетах, описанных выше, начальное положение пакета сеток  $r_1 \leq r \leq r_2$ ,  $r_1 = 8$  см,  $r_2 = 10,5$  см. В качестве ВВ использовался цилиндрический заряд ТГ 50/50 радиусом  $r_0 = 0,3$  см. Поскольку термодинамические свойства продуктов детонации и воздуха близки, они считались одной средой с показателем адиабаты, зависящим от плотности газа [17]. В начальный момент времени  $t = 0$  в области  $0 \leq r \leq r_0$  задавалось распределение газодинамических параметров, соответствующее моменту завершения детонации [17]. В численных расчетах использовалась разностная сетка с длиной ячейки  $\Delta r \approx 0,05$  см. На рис. 5 показаны зависимости давления в газе от времени в точке  $r/r_0 = 256$  за цилиндрическим слоем двухфазной среды. Видно, что наличие слоя двухфазной среды обуславливает уменьшение амплитуды проходящего импульса. Достоверность численных расчетов, оцениваемая по параметрам ударной волны (кривая 2), подтверждается соответствием между расчетным и экспериментальным [17] значениями амплитуды в задаче о взрыве цилиндрического заряда в воздухе ( $p/p_0 = 2,77$ ).

Штриховыми линиями на рис. 5 показаны зависимости величины волнового импульса

$$I = \int_0^t (p(t) - p_0) dt$$

от времени в той же точке. Помимо уменьшения амплитуды давления наблюдается существенное уменьшение максимального значения волнового импульса.

Анализ влияния различных параметров модели на параметры проходящего импульса показал, что определяющее влияние оказывает теплообмен между поровым газом и прово-

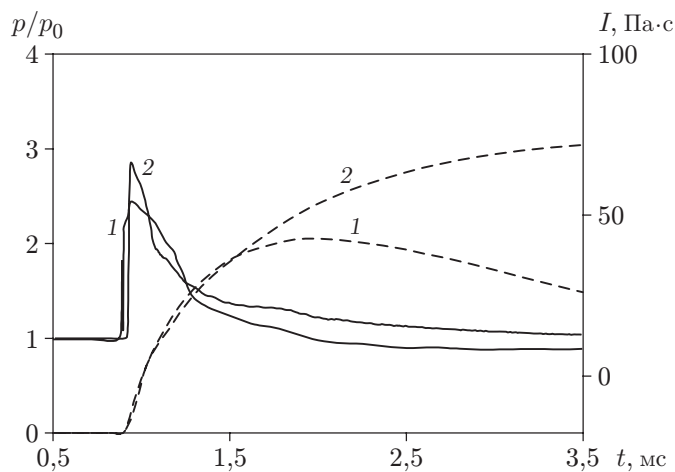


Рис. 5. Зависимости от времени давления (сплошные линии) и величины импульса (штриховые) проходящей взрывной волны в точке  $r/r_0 = 256$ :

1 — в отсутствие пакета сеток, 2 — при наличии пакета сеток

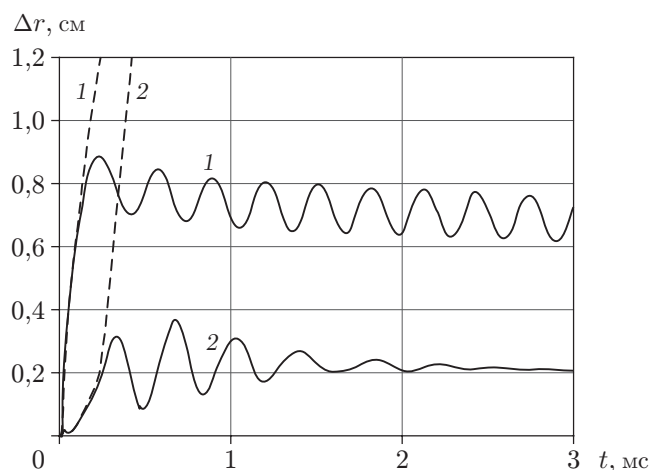


Рис. 6. Зависимости от времени расстояний, на которые перемещаются лицевая (1) и тыльная (2) поверхности пакета сеток:

сплошные линии — с учетом окружного напряжения; штриховые — без учета окружного напряжения

лочками сетки. Вследствие большой теплоемкости металла его температура повышается на  $30^\circ$ , но потери энергии газом оказываются весьма значительными. Менее значительное влияние на изменение величины проходящего импульса оказывают деформация сетки и обусловленное ею изменение газопроницаемости преграды. Еще меньшее воздействие оказывают межфазные силы. Неучет окружного напряжения приводит к существенному завышению расстояния, на которое перемещается пакет сеток. На рис. 6 показаны перемещения границ пакета сеток с учетом и без учета окружного напряжения.

**Заключение.** Таким образом, предложенные математическая модель и численная схема расчета динамики газопроницаемых пакетов плетеных сеток могут быть использованы при анализе их деформирования, а также для оценки их защитных свойств при взрывных воздействиях. Применение сеток позволяет уменьшить не только амплитуду проходящих ударных волн, но и величину волнового импульса.



Авторы выражают благодарность М. Х. Абузярову и С. В. Крылову за предоставленные расчетные данные о нагрузках, возникающих при взрыве сферического заряда в цилиндрическом объеме.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **Альтшулер Л. В., Кругликов Б. С.** Затухание сильных ударных волн в двухфазных и гетерогенных средах // ПМТФ. 1984. № 5. С. 24–29.
2. **Кругликов Б. С., Кутушев А. Г.** Ослабление ударных волн экранирующими решетками // Физика горения и взрыва. 1998. Т. 34, № 1. С. 115–118.
3. **Мельцас В. Ю., Портнягина Г. Ф., Соловьев В. П.** Численное моделирование прохождения ударных волн через экранирующие решетки // Вопр. атом. науки и техники. Сер. Мат. моделирование физ. процессов. 1993. Вып. 3. С. 26–31.
4. **Абакумов А. И., Заикин С. Н., Мельцас В. Ю. и др.** Численная модель деформирования противоосколочной сетки при взрывном нагружении // Математическое моделирование физических процессов: Тр. Всерос. науч.-исслед. ин-та эксперим. физики. 2006. № 10. С. 16–30.
5. **Нигматулин Р. И.** Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Ч. 1.
6. **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.
7. **Болдырева О. Ю., Губайдуллин А. А., Дудко Д. Н., Кутушев А. Г.** Численное исследование передачи ударно-волновой нагрузки экранируемой плоской стенке через слой порошкообразной среды и разделяющий их воздушный зазор // Физика горения и взрыва. 2007. Т. 43, № 1. С. 132–142.
8. **Григорян С. С.** Об основных представлениях динамики грунтов // Прикл. математика и механика. 1960. Т. 24, № 6. С. 1057–1072.
9. **Ergun S.** Fluid flow through packed columns // Chem. Engng Progress. 1952. V. 48, N 2. P. 89–94.
10. **Киселев С. П.** Ударно-волновые процессы в двухкомпонентных и двухфазных средах / С. П. Киселев, Г. А. Руев, А. П. Тренев и др. Новосибирск: Наука. Сиб. издат. фирма, 1992.
11. **Гринь В. Т., Крайко А. Н., Миллер Л. Г.** К распаду произвольного разрыва на перфорированной перегородке // ПМТФ. 1981. № 3. С. 95–103.
12. **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.
13. **Численное решение многомерных задач газовой динамики** / Под ред. С. К. Годунова. М.: Наука, 1976.
14. **Абузяров М. Х., Баженов В. Г., Котов В. Л. и др.** Метод распада разрывов в динамике упругопластических сред // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 2000. Т. 40, № 6. С. 940–953.
15. **Дулов В. Г.** Газодинамика процессов истечения / В. Г. Дулов, Г. А. Лукьянов. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1984.
16. **Баженов В. Г., Зефирова С. В., Фельдгун В. Р. и др.** Программный комплекс “Динамика-2” // Трансферные технологии в информатике: Науч.-техн. сб. Томск: Том. политехн. ин-т, 1999. Вып. 1. С. 40–45.
17. **Физика взрыва** / Под ред. Л. П. Орленко. М.: Физматлит, 2002. Т. 1.

*Поступила в редакцию 3/III 2010 г.,  
в окончательном варианте — 4/VII 2011 г.*