

УДК 539.3

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ УДАРНЫХ ВОЛН С ДЕФОРМИРУЕМЫМИ ГАЗОПРОНИЦАЕМЫМИ ПРЕГРАДАМИ^{*)}

М.Х. Абузяров¹, Е.Г. Глазова¹, А.В. Кочетков¹, С.В. Крылов¹,
В.И. Романов², М.А. Сырунин²

¹НИИ механики Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского
²ФГУП «РФЯЦ – ВНИИЭФ», Саров Нижегородской области

Представлена математическая модель, описывающая в двумерном приближении взаимосвязанные процессы нестационарного деформирования пакетов металлических плетеных проволочных сеток и волнообразования в поровом газе. В основе модели лежат нелинейные уравнения динамики двух взаимопроникающих континуумов. Численное решение уравнений проводится по модифицированной схеме Годунова. Получены решения задач воздействия ударных волн на плоские и цилиндрические пакеты сеток. Результаты численных расчетов сопоставлены с экспериментальными данными.

Ключевые слова: металлические сетки, взаимопроникающие континуумы, упругопластическое деформирование, взрыв, схема Годунова.

Одним из эффективных способов ослабления газодинамических нагрузок от ударных волн является использование пакетов мелкоячеистых проволочных тканевых сеток, размещаемых перед преградой (рис. 1, где d – диаметр проволочки, l – расстояние между проволочками).

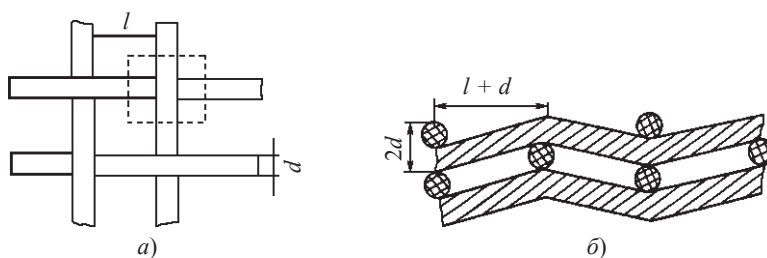


Рис. 1

В ряде работ [1–4] даются оценки эффективности подобных многослойных экранов с точки зрения снижения газодинамических параметров проходящих

^{*)} Выполнено в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы, Программы государственной поддержки ведущих научных школ России (проект НШ-4807.2010.8), а также при поддержке РФФИ (проект 09-08-00711а).

ударных волн. За исключением работы [4], в других работах пакет сетки предполагается недеформируемым и неподвижным в пространстве. В [4], где рассматривались плоские пакеты сетки, пакет считался упругопластически деформируемым при ее сжатии в направлении, перпендикулярном к слоям сетки.

В данной работе предлагаются нелинейная математическая и численная модели, описывающие взаимосвязанные двумерные процессы нестационарного деформирования плоских и цилиндрических пакетов металлических проволочных сеток и волнообразования в поровом газе. Численные решения задач воздействия ударных волн на плоские и цилиндрические пакеты сеток сопоставляются с экспериментальными данными.

Основные уравнения

Динамическое поведение пакета сетки с поровым газом описывается на основе уравнений динамики двух взаимопроникающих континуумов, каждый из которых имеет свои скорости, напряжения (давления) и температуры. При формулировке уравнений использованы обычные для подобных смесей предположения [5–7]: размеры «элементарных узлов» (частиц) в дисперсной смеси значительно больше молекулярно-кинетических масштабов и много меньше расстояний, на которых макроскопические параметры фаз меняются заметно (кроме линий разрыва); эффекты вязкости и теплопроводности существенны лишь в процессах межфазного взаимодействия; отсутствуют процессы межфазного массообмена, дробление частиц; эффекты пульсационного движения фаз пренебрежимо малы; газовая фаза представляет собой идеальный газ; внешние массовые силы отсутствуют; теплообмен с окружающей средой не происходит и т.д. Наряду с этими допущениями полагаем, что проволочки металлической сетки ориентированы по двум ортогональным направлениям в плоскости слоев и эти направления являются осями ортотропии пакета сеток как скелета анизотропной сплошной среды. Вдоль этих направлений происходит упругопластическое растяжение скелета среды. Третью ось ортотропии образует направление, нормальное к плоскостям сеток, вдоль которого происходит упругопластическое сжатие скелета.

В цилиндрической системе координат ($v = 1$, Oz – ось вращения), а также в декартовой системе координат ($v = 0$) уравнения динамики порового газа в форме законов сохранения массы, импульса и энергии имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho_1^0 \alpha_1)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_1^0 \beta_r u_1)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho_1^0 \beta_z u_1)}{\partial z} &= -v \frac{\rho_1^0 \beta_r u_1}{r}, \\ \frac{\partial(\rho_1^0 \alpha_1 u_1)}{\partial t} + \frac{\partial(\beta_r p_1 + \beta_r \rho_1^0 u_1^2)}{\partial r} + \frac{\partial(\beta_z \rho_1^0 u_1 v_1)}{\partial z} &= -v \frac{\beta_r \rho_1^0 u_1^2}{r} - n f_r, \\ \frac{\partial(\rho_1^0 \alpha_1 v_1)}{\partial t} + \frac{\partial(\beta_r \rho_1^0 u_1 v_1)}{\partial r} + \frac{\partial(\beta_z p_1 + \beta_z \rho_1^0 v_1^2)}{\partial z} &= -v \frac{\beta_r \rho_1^0 u_1 v_1}{r} - n f_z, \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\alpha_1 \rho_1^0 \left(e_1 + \frac{u_1^2 + v_1^2}{2} \right) \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\beta_r \left[\rho_1^0 u_1 \left(e_1 + \frac{u_1^2 + v_1^2}{2} \right) + p_1 u_1 \right] \right) + \\ + \frac{\partial}{\partial z} \left(\beta_z \left[\rho_1^0 v_1 \left(e_1 + \frac{u_1^2 + v_1^2}{2} \right) + p_1 v_1 \right] \right) &= -v \frac{\beta_r v_1 [\rho_1^0 (e_1 + (u_1^2 + v_1^2)/2) + p_1]}{r} - n q, \end{aligned}$$

$$p_1 = (\kappa - 1)\rho_1^0 e_1, \quad T_1 = e_1 / c_{v1}(T_1). \quad (1)$$

Здесь и далее нижний индекс 1 относится к газу, 2 – к твердому компоненту; t – время; r, z – координаты; p – давление; ρ^0 – истинная плотность газа; u, v – компоненты скорости; e – внутренняя энергия; T – температура; c_v – удельная теплоемкость; κ – показатель адиабаты; f_r, f_z, q – межфазные силы и тепловой поток, действующие на «элементарный узел» (отмечен на рис. 1, *a* штриховой линией) твердого компонента со стороны порового газа; n – количество таких узлов в единице объема смеси.

Из системы (1) при $\alpha_1 = \beta_r = \beta_z = 1$ и $n = 0$ следуют уравнения газовой динамики для однородной газовой среды. Тогда уравнения динамики скелета среды примут вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_2 u_2)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho_2 v_2)}{\partial z} &= -v \frac{\rho_2 u_2}{r}, \\ \frac{\partial(\rho_2 u_2)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_2 u_2^2 - \sigma_{rr})}{\partial r} + \frac{\partial(\rho_2 u_2 v_2 - S_{rz})}{\partial z} &= \frac{v}{r}(2S_{rr} + S_{zz} - \rho_2 u_2^2) + n f_r, \\ \frac{\partial(\rho_2 v_2)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_2 u_2 v_2 - S_{zr})}{\partial r} + \frac{\partial(\rho_2 v_2^2 - \sigma_{zz})}{\partial z} &= \frac{v}{r}(S_{rz} - \rho_2 u_2 v_2) + n f_z, \quad (2) \\ \frac{\partial \epsilon'_{rr}}{\partial t} + u_2 \frac{\partial \epsilon'_{rr}}{\partial r} + v_2 \frac{\partial \epsilon'_{rr}}{\partial z} - \epsilon'_{rz} \left(\frac{\partial u_2}{\partial z} - \frac{\partial v_2}{\partial r} \right) &= \frac{\partial u_2}{\partial r} - \frac{1}{3} \epsilon_v, \\ \frac{\partial \epsilon'_{zz}}{\partial t} + u_2 \frac{\partial \epsilon'_{zz}}{\partial r} + v_2 \frac{\partial \epsilon'_{zz}}{\partial z} - \epsilon'_{rz} \left(\frac{\partial v_2}{\partial r} - \frac{\partial u_2}{\partial z} \right) &= \frac{\partial v_2}{\partial z} - \frac{1}{3} \epsilon_v, \\ \epsilon'_{\theta\theta} &= -(\epsilon'_{rr} + \epsilon'_{zz}), \\ \frac{\partial \epsilon'_{rz}}{\partial t} + u_2 \frac{\partial \epsilon'_{rz}}{\partial r} + v_2 \frac{\partial \epsilon'_{rz}}{\partial z} - (\epsilon'_{rr} - \epsilon'_{zz}) \frac{\partial u_2 / \partial z - \partial v_2 / \partial r}{2} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_2}{\partial z} + \frac{\partial v_2}{\partial r} \right), \\ \frac{\partial \epsilon_v}{\partial t} &= -\frac{1}{3} \frac{\partial \rho_2 / \partial t}{\rho_2}. \quad (3) \end{aligned}$$

Здесь S_{ij}, ϵ'_{ij} – девятиорные компоненты тензоров напряжений и деформаций; полные деформации рассчитываются обычным образом:

$$\epsilon_{ij} = \epsilon'_{ij} + \delta_{ij} \epsilon_v \quad (i, j = r, z, \theta), \quad \delta_{ij} - \text{символ Кронекера.}$$

Законы связи между компонентами напряжений и деформаций строятся в направлениях осей ортотропии. По нормали к слоям сетки считаем напряжения зависящими от плотности: $\sigma_{nn} = f_n(\rho_2, \rho_2^*)$; по оси ортотропии вдоль проволок сетки на плоскости rz $\sigma_{\tau\tau} = f_\tau(\epsilon_{\tau\tau}, \epsilon_{\tau\tau}^*)$. При $v = 1$ по окружному направлению $\sigma_{\theta\theta} = f_\tau(\epsilon_{\theta\theta}, \epsilon_{\theta\theta}^*)$. Сдвиговые компоненты тензора напряжений в системе координат, связанной с этими осями, полагаем равными нулю. Параметры, отмеченные верхним индексом *, представляют собой максимальные значения, достигнутые частицей при нагружении, и необходимы для описания разгрузки частиц среды, испытывающей необратимые деформации [6].

Для переноса величин со звездочкой используем уравнения:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial(\rho_2 \rho_2^*)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_2 \rho_2^* u_2)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho_2 \rho_2^* v_2)}{\partial z} &= -v \frac{\rho_2 u_2 \rho_2^*}{r}, \\
\frac{\partial(\rho_2 \varepsilon_{\tau\tau}^*)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_2 \varepsilon_{\tau\tau}^* u_2)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho_2 \varepsilon_{\tau\tau}^* v_2)}{\partial z} &= -v \frac{\rho_2 u_2 \varepsilon_{\tau\tau}^*}{r}, \\
\frac{\partial(\rho_2 \varepsilon_{\theta\theta}^*)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_2 \varepsilon_{\theta\theta}^* u_2)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho_2 \varepsilon_{\theta\theta}^* v_2)}{\partial z} &= -v \frac{\rho_2 u_2 \varepsilon_{\theta\theta}^*}{r}.
\end{aligned} \tag{4}$$

Здесь ρ_2 – приведенная плотность пакета сетки ($\rho_2 = \alpha_2 \rho_2^0$, $\alpha_1 + \alpha_2 = 1$). Функция f_n принимается в виде (рис. 2,а):

$$f_n(\rho_2, \rho_2^*) = \begin{cases} \frac{\rho_{20} C_{20}^2}{m} \left[1 - \left(\frac{\rho_2}{\rho_{20}} \right)^m \right], & \rho_2 \geq \rho_2^*, \\ \sigma_{mn}^* + C_R^2 (\rho_2^* - \rho_2), & \rho_2 < \rho_2^*. \end{cases} \tag{5}$$

Значения параметров m , C_{20} , C_R определены в эксперименте по одноосному сжатию и разгрузке плоских пакетов сетки [4]. Для сетки с размерами $l = 2$ мм, $d = 0,5$ мм и количеством слоев 50–100 они таковы: $m = 3,29$, $C_{20} = 40$ м/с, $\rho_{20} = 1,09$ г/см³. Скорость волны разгрузки определяется из (5) по формуле $C_R = C_{20} (\rho_2^* / \rho_{20})^{(m-1)/2}$.

Функция f_τ принимается в виде

$$f_\tau(\varepsilon_{\theta\theta}, \varepsilon_{\theta\theta}^*) = \begin{cases} E_e \varepsilon_{\theta\theta}, & \varepsilon_{\theta\theta} \leq \varepsilon_{e0}, \\ E_e \varepsilon_e + E(\varepsilon_{\theta\theta} - \varepsilon_e), & \varepsilon_e < \varepsilon_{\theta\theta} \leq \varepsilon_p, \\ E_e \varepsilon_e + E(\varepsilon_p - \varepsilon_e) + E_p(\varepsilon_{\theta\theta} - \varepsilon_p), & \varepsilon_{\theta\theta} > \varepsilon_p \text{ и } \varepsilon_{\theta\theta} \geq \varepsilon_{\theta\theta}^*, \\ \sigma_{\theta\theta}^* - E(\varepsilon_{\theta\theta}^* - \varepsilon_{\theta\theta}), & \varepsilon_{\theta\theta} > \varepsilon_p \text{ и } \varepsilon_{\theta\theta} < \varepsilon_{\theta\theta}^*. \end{cases} \tag{6}$$

Вид функции f_τ (рис. 2,б) обычен для упругопластических материалов, за исключением начального участка $\varepsilon_{\theta\theta} \leq \varepsilon_e$, который описывает деформацию изначально неплотно упакованных в пакет слоев сетки. Кроме того, модули деформации E_e , E , E_p являются приведенными. Они связаны с реальными модулями на растяжение отдельной металлической проволоочки соотношениями типа $E = E^0 \gamma_2$, где γ_2 – отношение площади поперечного сечения, занятого металлом, к его общей площади.

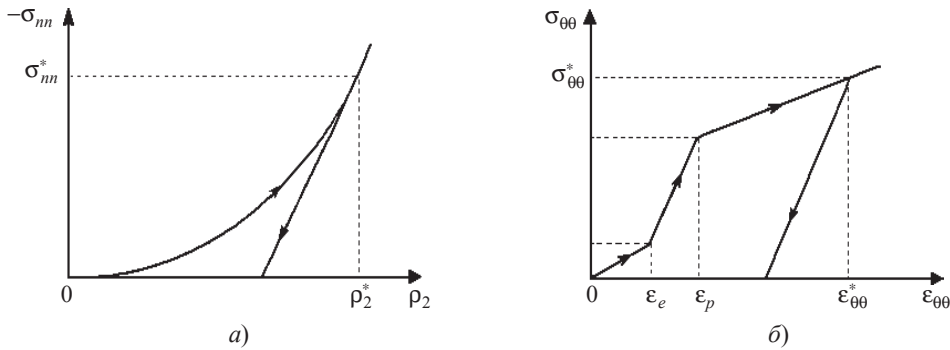


Рис. 2

Силы и энергия межкомпонентного взаимодействия

При взаимодействии твердого и газового компонентов учитываем в качестве межфазных сил:

- силы сопротивления частичек твердой фазы при их обтекании поровым газом;
- силы Стокса вязкого трения.

Также учитывается конвективный теплообмен через межфазную поверхность. Объемные силы в правых частях систем уравнений (1) и (2) представляются в виде суммы двух сил: $f_r = f_{rs} + f_{r\mu}$, $f_z = f_{zs} + f_{z\mu}$. Силы сопротивления при обтекании отдельных цилиндрических проволочек сетки имеют вид:

$$f_{rs} = d\rho_1^0 C_D |\bar{v}_1 - \bar{v}_2| (u_1 - u_2), \quad f_{zs} = d\rho_1^0 C_D |\bar{v}_1 - \bar{v}_2| (v_1 - v_2),$$

где C_D – коэффициент сопротивления, зависящий от чисел Маха и Рейнольдса, \bar{v}_1 , \bar{v}_2 – полные векторы скорости газового и твердого компонентов соответственно.

Силы вязкого трения при обтекании элементарных узлов принимаем в виде:

$$f_{r\mu} = \eta_\mu \left(\frac{d_c}{2} \right)^{-2} \mu_1 (u_1 - u_2), \quad f_{z\mu} = \eta_\mu \left(\frac{d_c}{2} \right)^{-2} \mu_1 (v_1 - v_2).$$

Здесь предполагается приведение элементарных цилиндрических узлов сетки к эквивалентным по площади поверхности сферическим частицам; d_c – диаметр приведенной сферической частицы, $\eta_\mu = 3/16 \cdot (c_\mu) \text{Re}$, коэффициент трения c_μ определяется по эмпирическим формулам из экспериментов по стационарной продувке воздуха через слой сферических частиц [9]:

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

и линейной интерполяцией между $c_\mu^{(1)}$ и $c_\mu^{(2)}$ при $0,085 < \alpha_2 < 0,45$. Число Рейнольдса $\text{Re} = \rho_1^0 |u_1 - u_2| d_c / \mu_1$, μ_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 – площадь поверхности элементарного узла (частицы), $S_c = \pi d_c^2$, $\alpha_T = \lambda_1 \text{Nu} / d_c$ – коэффициент теплоотдачи газа вследствие конвекции, λ_1 – коэффициент теплопроводности газа, Nu – число Нуссельта, которое для пористых сред при $\text{Re} \leq 200$ может быть представлено в виде $\text{Nu} = 2,0 + 0,106 \text{Re} \text{Pr}^{1/3}$, при $\text{Re} > 200$ – в виде $\text{Nu} = 2,27 + 0,6 \text{Re}^{2/3} \text{Pr}^{1/3}$, где $\text{Pr} = c_{p1} \mu_1 / \lambda_1$ – число Прандтля, c_{p1} – удельная теплоемкость газа при постоянном давлении [6].

Изменение температуры твердой фазы определяется уравнением

$$\frac{\partial(\rho_2 T_2)}{\partial t} + u_2 \frac{\partial(\rho_2 T_2 u_2)}{\partial r} + v_2 \frac{\partial(\rho_2 T_2 v_2)}{\partial z} = \frac{nq}{c_{p2}} - \nu \frac{\rho_2 u_2 T_2}{r}, \quad (7)$$

где c_{p2} – удельная теплоемкость металла сетки.

Отметим, что, поскольку твердая фаза как скелет высокопористой среды может сильно сжиматься в процессе деформации, ряд усредняющих параметров будет зависеть от степени ее уплотнения. В частности, полагаем

$$\alpha_2 = \alpha_{20} \frac{\rho_2}{\rho_{20}}, \quad n = n_0 \frac{\rho_2}{\rho_{20}}, \quad (1 - \beta_r) = (1 - \beta_{r0}) \frac{\rho_2}{\rho_{20}}, \quad (1 - \beta_z) = (1 - \beta_{z0}) \frac{\rho_2}{\rho_{20}},$$

где величинами с нижним индексом 0 отмечены их начальные значения при $t = 0$.

Особенности численной реализации

Численное решение уравнений (1)–(4) производится по схеме Годунова [10, 11]. С целью ее адаптации к уравнениям динамики деформирующихся взаимопроникающих континуумов разработаны алгоритмы расчета задачи распада произвольного разрыва для высокопористой упругопластической среды, а также алгоритмы решения уравнений динамики порового газа в эйлерово-лагранжевых сетках с учетом изменяющихся коэффициентов проходных сечений и объемной концентрации пор.

Для расчета параметров на контактных границах «двухфазная среда–газ» используется алгоритм, реализующий последовательно две задачи о распаде произвольного разрыва. Первая задача «пористый скелет–газ» формулируется из условия непротекания газа через поверхность контактной границы, занятой твердой фазой, с выделением лагранжева контактного разрыва. В результате определяются давление, действующее на скелет среды, и скорость ее границы. Вторая задача «поровый газ–газ» дает параметры течения через подвижную эйлерову границу, скорость которой определена в первой задаче. Потoki импульса и энергии от обеих фаз усредняются с учетом значений коэффициентов проходных сечений и используются как граничные потоки для интегрирования в области однородного газа. Алгоритм контакта двухфазной среды с жесткой преградой реализует условие непротекания ($u_1 = u_2 = 0$). Полное давление на преграду определяется как сумма приведенных давлений порового газа и скелета пористой среды.

Численные результаты. Апробация модели

1. С целью оценки работоспособности математической и численной моделей выполнены расчеты деформирования плоского пакета сетки под действием взрывной нагрузки. Постановка задачи соответствует условиям проведения экспериментов, результаты которых приведены в [4]. Плоский пакет сетки размещается на торце жесткой цилиндрической камеры, на оси симметрии которой на некотором расстоянии от поверхности пакета размещается сферический заряд ВВ (рис. 3). Значения определяющих параметров задачи следующие: ВВ ТГ 50/50, масса заряда $m_0 = 9,5$ г, $D = 8$ см, $L = 8$ см, $h = 5,4$ см (54 слоя сетки с $l = 0,2$ см, $d = 0,05$ см).

Эксперименты проводились в двух вариантах. В первом варианте на поверхности пакета сетки устанавливалась круглая тонкая стальная пластина диаметром D и толщиной 0,3 см, препятствующая затеканию воздуха в пакет сетки. В этом случае поровый газ фактически не влиял 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. Но измеренные значения смещений верхней

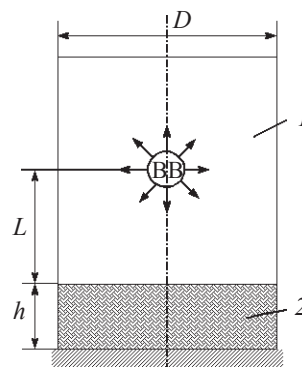


Рис. 3

поверхности пакета сетки в обоих вариантах эксперимента оказались близки к случаю одноосного нагружения. Различие в перемещениях точек на оси симметрии и вблизи боковой стенки не превышало 10%.

Численное моделирование сферического взрыва в жестком цилиндрическом объеме в двумерном варианте с помощью ППП «Динамика-2» [12] (при отсутствии пакета сетки) подтвердило, что, несмотря на значительное отличие в амплитудных значениях, величины импульса, действующего на различные точки торцевой поверхности камеры, при заданных геометрических параметрах оказываются близкими. В расчетах принимались следующие параметры пакета сетки: $\alpha_{20} = 0,1443$, $n_0 = 140 \text{ см}^{-3}$, $\beta_1 = 0,64$, $\rho_{20} = 1,09 \text{ г/см}^3$, $\varepsilon_e = 0,02$, $E_e = 500 \text{ кг/см}^2$, $\varepsilon_p = 0,03$, $E_p = 49000 \text{ кг/см}^2$, $\varepsilon_r = 0,52$, $E_r = 1020 \text{ кг/см}^2$, $T_{20} = T_{10} = 293 \text{ К}$, $d_c = 0,16 \text{ см}$, $\mu_1 = 1,71 \cdot 10^{-5} \text{ Па}\cdot\text{с}$, $\lambda_1 = (1,4 + 0,053T_1) \cdot 10^{-2} \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$, $c_{v_1} = 0,65 + 0,0002T_1 \text{ Дж/(г}\cdot\text{К)}$, $c_{p_2} = 0,5 \text{ Дж/(г}\cdot\text{К)}$. На рис. 4 приведены расчетные кривые смещения верхней границы пакета сетки на оси симметрии, полученные без учета затекания газа в поры пакета сетки (кривая 2) и с учетом затекания (кривая 3). Кривой 1 с маркерами отмечены экспериментальные данные [4], полученные без учета затекания газа в поры. В ходе процесса нагружения пакет сетки испытывает деформации $\varepsilon_{zz} \approx 0,6 \div 0,7$.

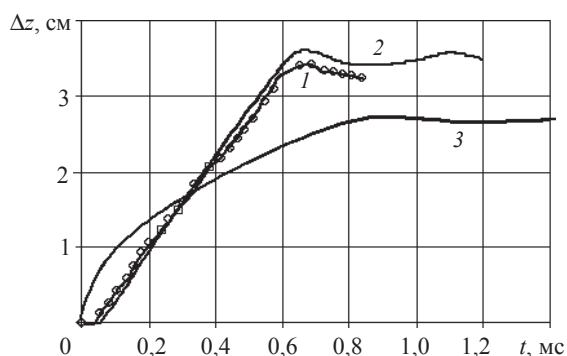


Рис. 4

В эксперименте с учетом затекания газа измерялись остаточные смещения лицевой поверхности пакета сетки. Они оказались в среднем на 30% меньше, чем в экспериментах без учета затекания газа. Сравнение кривых показывает, что предложенная модель вполне адекватно описывает наблюдаемые эффекты динамического сжатия пакетов сетки и влияния порового газа. Анализ численных решений показал, что газодинамические процессы в поровом газе протекают в несколько раз быстрее, чем деформационные в скелете среды. И пока деформационная волна сжатия доходит до жесткой стенки, ударная волна, отраженная от нее, уже взаимодействует на лицевой поверхности пакета с набегающим импульсом, препятствуя дальнейшему сжатию пакета сеток.

2. Проведено исследование взрывного нагружения цилиндрического слоя из плетеных сеток. Постановка задачи показана на рис. 5. Цилиндрический пакет сеток 3 размещается перед силовыми слоями открытой с торцов цилиндрической оболочки. Ее внешний слой 1 выполнен из базальтопластика, внутренний слой 2 – из стали. Взрывное нагружение осуществляется сферическим зарядом ВВ ТГ 50/50, центр которого размещен на пересечении оси и плоскости симметрии системы. Длина оболочки $L = 60 \text{ см}$, внешний радиус $R = 16,1 \text{ см}$, толщина базальто-

пластикового слоя $h_1 = 1,38$ см, толщина стального слоя $h_2 = 0,2$ см, толщина пакета сетки $h_3 = 2,5$ см. Масса заряда $m_{BB} = 247$ г ($r_{BB} = 3,25$ см). Механические характеристики стали: $E = 2,1 \cdot 10^5$ МПа, $\nu = 0,3$, $\rho = 7,8$ г/см³, $\sigma_T = 400$ МПа; свойства базальтопластика: $E = 3,6 \cdot 10^4$ МПа, $\nu = 0,2$, $\rho = 2$ г/см³; сетки – те же, что и в предыдущей задаче.

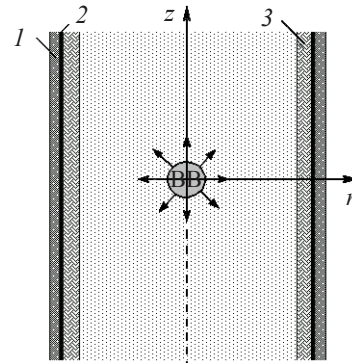


Рис. 5

Базальтопластиковый слой, ортотропный по своему конструктивному строению и механическим свойствам, предполагался изотропным и упругим, значение E соответствует окружному значению модуля деформации. Техника эксперимента подробно описана в [14]. Результаты расчетов приведены на рис. 6, 7. Максимальные нагрузки (рис. 6, кривые 1 соответствуют сечению $z=0$, кривые 2 – сечению $z=0,25L$, рис. 6, а изображает давление газа на лицевую поверхность сетки, рис. 6, б – давление сетки на оболочку) и деформации пакета сеток наблюдаются в центральном сечении конструкции.

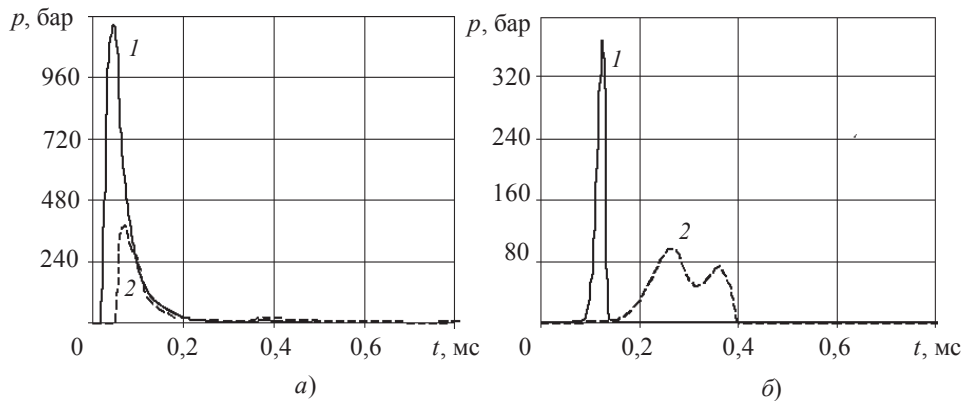


Рис. 6

На рис. 7 приведены окружные деформации в сечении $z = 0$ на внешней поверхности базальтопластиковой оболочки в зависимости от времени. Кривая 1 – расчет без слоя сеток, кривая 2 – расчет со слоем сеток, 3 – экспериментальная кривая.

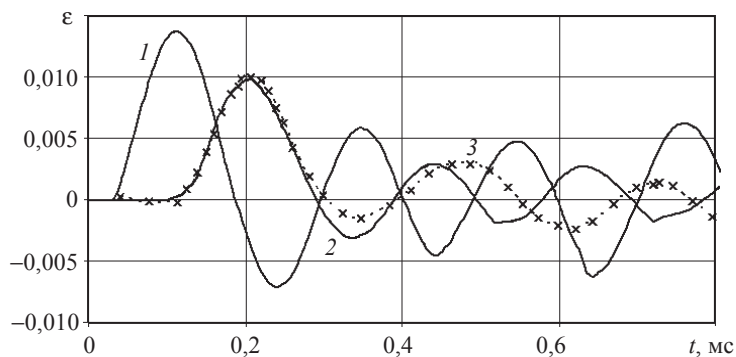


Рис. 7

Видно, что наличие противоосколочной сетки снижает газодинамический импульс, действующий на силовой корпус взрывной камеры, приводя к уменьшению максимальной деформации приблизительно на 30%, что соответствует наблюдаемому в экспериментах эффекту снижения максимальной окружной деформации корпусов модельных взрывных камер при наличии пакета сетки. Наблюдаемое расхождение численных и экспериментальных результатов с течением времени объясняется используемой изотропной моделью деформирования силовой оболочки, а также наличием дополнительных масс, скрепляющих и удерживающих пакет сетки в экспериментальных исследованиях, но не учитываемых при численном моделировании.

Заключение

Предложенные математическая и численная модели газопроницаемых пакетов плетеных сеток могут успешно использоваться для оценки их защитных свойств при взрывных воздействиях.

Литература

1. *Альтшулер, Л.В.* Затухание сильных ударных волн в двухфазных и гетерогенных средах / Л.В. Альтшулер, Б.С. Кругликов // ПМТФ. – 1984. – №5. – С. 24–29.
2. *Кругликов, Б.С.* Ослабление ударных волн экранирующими решетками / Б.С. Кругликов, А.Г. Кутушев // ФГВ. – 1998. – Т. 24. – №1. – С. 115–118.
3. *Мельцас, В.Ю.* Численное моделирование прохождения ударных волн через экранирующие решетки / В.Ю. Мельцас, Г.Ф. Портнягина, В.П. Соловьев // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Матем. модел. физ. процессов. – 1993. – Вып. 3. – С. 26–31.
4. Численная модель деформирования противоосколочной сетки при взрывном нагружении / А.И. Абакумов [и др.] // Тр. ВНИИЭФ. Математическое моделирование физических процессов. – 2006. – №10. – С. 16–30.
5. *Нигматулин, Р.И.* Динамика многофазных сред. Ч.1 / Р.И. Нигматулин. – М.: Наука, 1987. – 464 с.
6. *Губайдуллин, А.А.* Моделирование взаимодействия воздушной ударной волны с пористым экраном / А.А. Губайдуллин, Д.Н. Дудко, С.Ф. Урманчиев // ФГВ. – 2000. – Т. 36, №4. – С. 87–96.
7. Численное исследование передачи ударно-волновой нагрузки экранируемой плоской стенке через слой порошкообразной среды и разделяющий их воздушный зазор / О.Ю. Болдырева [и др.] // ФГВ. – 2007. – Т. 43, №1. – С. 132–142.
8. *Григорян, С.С.* Об основных представлениях динамики грунтов / С.С. Григорян // ПММ. – 1960. – Т. 24, №6. – С. 1057–1072.
9. *Ergun, S.* Fluid flow through packed columns / S. Ergun // Chem. Eng. Progress. – 1952. – V. 48, №2. – P. 89–94.
10. Численное решение многомерных задач газовой динамики / Под ред. С.К. Годунова. – М.: Наука, 1976. – 400 с.
11. Метод распада разрывов в динамике упругопластических сред / М.Х. Абузяров [и др.] // ЖВМ и МФ. – 2000. – Т. 40, №6. – С. 940–953.
12. Программный комплекс «Динамика-2» / В.Г. Баженов [и др.] // Трансферные технологии в информатике: Научно-техн. сб. / Томский политехн. ин-т. – 1999. – Вып. 1. – С. 40–45.
13. Физика взрыва Т.1 / Под ред. Л.П. Орленко. – М.: Физматлит, 2002. – 823 с.
14. Предельная деформируемость и прочность базальтопластиковых оболочек при внутреннем взрывном нагружении / В.Н. Русак [и др.] // ПМТФ. – 2002. – Т. 43, №1. – С. 186–195.

[17.09.2010]

**MODELING OF THE INTERACTION OF SHOCK WAVES WITH DEFORMABLE
GAS-PERMEABLE OBSTACLES**

**M.Kh. Abuzyarov, E.G. Glazova, A.V. Kochetkov, S.V. Krylov,
V.I. Romanov, M.A. Syrunin**

The mathematical model is presented that describes, in 2-D approximation, the interconnected processes of nonstationary deformation of packages of metal wire woven grids and wave processes in the pore gas. The model is based on nonlinear dynamic equations of two mutually penetrating continua. The equations are numerically solved using modified Godunov's scheme. Solutions of the problems of the influence of shock waves on plane and cylindrical grid packages are obtained. The numerical results are compared with the experimental data.

Key words: metallic grids, mutually penetrating continua, elastoplastic deformation, explosion, Godunov's scheme.