

ДИНАМИКА УТЕЧКИ ГАЗА ПРИ РАСШИРЕНИИ ПОЛОСТИ В ХРУПКОЙ ДИЛАТИРУЮЩЕЙ СРЕДЕ

Н. А. Кудряшов, В. В. Мурзенко
(Москва)

Интерес к исследованию действия химических ВВ в различных средах обусловлен их широким использованием для решения ряда народнохозяйственных задач. Однако до настоящего времени остается невыясненным вопрос о влиянии динамики утечки газа на стадии расширения полости на эффективность взрыва. В работах [1, 2] показано, что утечка продуктов детонации при взрывах химических ВВ достигает 30%. Фильтрация газа из полости на динамической стадии взрыва приводит к уменьшению радиуса полости на момент ее остановки и увеличивает размеры зон разрушения из-за расклинивающего действия при движении в трещинах газообразных продуктов. В [3] представлены оценки влияния теплообмена между продуктами детонации и пористой средой при взрывах в сыпучей среде и высказано предположение о существенном влиянии процессов теплообмена на механическое действие взрыва. Радиусы полостей при моделировании взрыва в упругопластической среде для заданной зависимости от времени массы газа в полости определены в [4]. Расчет кинетики выхода продуктов детонации через движущуюся среду без учета изменения фильтрационных свойств проведен в [5]. Результаты численного решения задачи о расширении полости в хрупкой дилатирующей среде в предположении, что продукты детонации мгновенно заполняют поровое пространство, получены в [6]. Фильтрация газообразных продуктов из неподвижной подземной полости исследована в работах [7, 8]. Влияние процессов теплообмена при движении газа в разрушенной породе учтено в [9, 10].

В данной работе проведено численное моделирование движения газа в разрушенной породе на динамической стадии взрыва в хрупкой дилатирующей среде.

Уравнения, описывающие сферически-симметричное движение газа в пористой среде, имеют вид [11, 12]

$$\frac{\partial(m\rho)}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial(m\rho ur^2)}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial r} + R_s = 0,$$

$$R_s = \frac{\mu}{k} w + \frac{\rho}{k_T} w^2, \quad w = m(u - u'), \quad (1)$$

$$\frac{\partial(m\rho e)}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial(m\rho e ur^2)}{\partial r} + p \left[\frac{\partial m}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial(mur^2)}{\partial r} \right] = R_s w.$$

Здесь ρ , p , u , e , h и μ — плотность, давление, скорость, удельные внутренняя энергия и энтальпия, вязкость газа; m , k , k_T , u' — пористость, ламинарная и турбулентная проницаемости и скорость среды; r — координата; t — время.

Система уравнений (1) написана в предположении, что инерционные слагаемые пренебрежимо малы [13] и теплообмен между газом и твердой средой отсутствует. Система (1) замыкается уравнениями состояния идеального газа

$$p = A_1 \rho T, \quad e = c_v T, \quad h = c_p T, \quad (2)$$

где T — температура; c_v и c_p — удельные теплоемкости газа при постоянном объеме и давлении; A_1 — газовая постоянная.

Проницаемости k и k_T считаются связанными с пористостью m и характерным размером кусков среды δ по формулам [14]

$$k = \frac{m^3 \delta^2}{150(1-m)^2}, \quad k_T = \frac{m^3 \delta}{1,75(1-m)}. \quad (3)$$

В отличие от [5] распределение пористости и проницаемостей по координате предполагается неоднородным и нестационарным; зависимости $m(r, t)$, $k(r, t)$, $k_T(r, t)$ определяются из решения задачи о расширении полости в хрупкоразрушаемой дилатирующей среде.

Уравнения движения разрушенной среды имеют вид [15]

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial (\rho' u' r^2)}{\partial r} = 0, \quad \rho' \left\{ \frac{\partial u'}{\partial t} + u' \frac{\partial u'}{\partial r} \right\} = \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{2(\sigma_r - \sigma_\theta)}{r}. \quad (4)$$

Здесь ρ' — плотность среды ($\rho' = (1 - m)\rho_s$, ρ_s — физическая плотность твердой среды); σ_r и σ_θ — радиальные и азимутальные напряжения в среде. В соответствии с [11], тензор σ_{ij} представляет собой тензор «эффективных напряжений» в среде, связанный с истинными напряжениями: $\sigma'_{ij} = \sigma_{ij} + p\delta_{ij}$.

Предположим, что за фронтом разрушения сдвиговые и объемные напряжения связаны условием Кулона [15]

$$\sigma_r - \sigma_\theta = \chi + \beta(\sigma_r + 2\sigma_\theta) \quad (5)$$

(χ — сцепление, β — коэффициент внутреннего трения), а сдвиговые и объемные деформации — дилатансионным соотношением [15, 16]

$$\frac{\partial u'}{\partial r} + \frac{2u'}{r} = \Lambda \left| \frac{\partial u'}{\partial r} - \frac{u'}{r} \right| \quad (6)$$

($\Lambda = \text{const}$ — скорость дилатансии).

Пусть $r = a(t)$ — граница полости. Граничные условия при $r = a(t)$ запишем в виде

$$p = p_1(t), \quad u' = da/dt, \quad \sigma_r = -p_1(t). \quad (7)$$

При использовании эффективных напряжений в правую часть (4), вообще говоря, следует добавить член $\partial p / \partial r$, при этом на границе полости $\sigma_r = 0$ [11]. Проведенные расчеты показали, что если принять запись (4), (7), то решение практически не изменится.

Давление газа в полости находится из условия адиабатического расширения

$$p_1(t) = p_0 (\rho_1(t) / \rho_0)^\gamma, \quad (8)$$

где p_0 , ρ_0 — начальные давление и плотность продуктов детонации в полости при $t = 0$; $\gamma = c_p / c_v$. Плотность $\rho_1(t)$ получается в результате решения уравнения

$$\frac{d(\rho_1 a^3)}{dt} = -3a^2 \rho_1 w|_{r=a}, \quad (9)$$

которое совпадает с законом сохранения массы продуктов детонации. Скорость фильтрации $w = m(u - u')$ определяется из решения задачи (4), (8), (9).

Граничные условия на фронте ударной волны при $r = R(t)$ имеют вид [17]

$$\rho^* \dot{R} = \rho_s [\dot{R} - u'(R)], \quad \rho^* \dot{R}^2 = \rho_s [\dot{R} - u'(R)]^2 - \sigma_r(R) \quad (10)$$

(ρ^* — начальная плотность неразрушенной среды), при этом в координате $r = R(t)$ среда уплотняется на величину $\varepsilon = (\rho_s - \rho^*) / \rho_s$.

Получим уравнение для зависимости $a(t)$ (камуфлетное уравнение). Из (6) и (7) следует

$$u' = \left(\frac{a}{r} \right)^n \frac{da}{dt}, \quad n = \frac{2 - \Lambda}{1 + \Lambda}. \quad (11)$$

Предположим, что уплотнение $\varepsilon = \text{const}$, тогда из (10), (11) найдем связь между R и a и, учитывая $u' = \partial r / \partial t$, — зависимость $r(r_0, t)$

$$\varepsilon R^{n+1} = a^{n+1} - (1 - \varepsilon) a_0^{n+1}, \quad (12)$$

$$r^{n+1} = a^{n+1} + (1 - \varepsilon) (r_0^{n+1} - a_0^{n+1}). \quad (13)$$

$$a_0 = a(t = 0).$$

Выражение для ρ' получим интегрированием по t уравнения непрерывности (4) при использовании (11):

$$\rho' = \rho_s (r/r_0)^{n-2}. \quad (14)$$

Интегрируя уравнение движения среды (4) по r с учетом (5), (11) и (14), найдем

$$\sigma_r = -\frac{\chi}{3\beta} + \frac{C_1(t)}{r^\alpha} + \frac{\rho^*}{r^\alpha} [(\ddot{a}a^n + n\dot{a}^2a^{n-1})F_1(r_0, t) - n\dot{a}^2a^{2n}F_2(r_0, t)], \quad (15)$$

$$F_i(r_0, t) = \int_{a_0}^{r_0} r(r_0)^{\alpha-in-1-i} r_0^2 dr_0, \quad \alpha = \frac{6\beta}{1+2\beta}.$$

Неизвестную функцию $C_1(t)$ определим из (15) при $r=a(t)$ и $r=R(t)$

$$C_1(t) = a^\alpha \left[\frac{\chi}{3\beta} - p_1(t) \right],$$

при этом получим уравнение для $a(t)$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 a}{dt^2} + \left[A(a) \cdot \left(\frac{da}{dt} \right)^2 - B(a, t) \right] / F(a) &= 0, \\ A(a) &= na^{n-1}\Psi_1(R) - na^{2n}\Psi_2(R) + a^{2n}R^{\alpha-2n}/\varepsilon, \\ B(a, t) &= \left[\left(p_1(t) - \frac{\chi}{3\beta} \right) a^\alpha + \frac{\chi}{3\beta} R^\alpha \right] / \rho^*, \\ F(a) &= a^n \Psi_1(R), \quad \Psi_i(R) = F_i(R(t), t), \quad i = 1, 2, \end{aligned} \quad (16)$$

где $R(t)$ связана с $a(t)$ зависимостью (12).

Для уравнения (16) имеем начальное условие в виде $a(t=0) = a_0$. Второе условие при $t=0$ найдем из (10):

$$\left(\frac{da}{dt} \right)^2 \Big|_{t=0} = \frac{p_0 \varepsilon}{\rho^*}.$$

Зависимость пористости от r и t определяется из (14) [18]:

$$m = 1 - (r/r_0)^{n-2}. \quad (17)$$

Введем безразмерные переменные по формулам

$$\begin{aligned} r &= a_0 \bar{r}, \\ r_0 &= a_0 \bar{r}_0, \quad a = a_0 \bar{a}, \quad R = a_0 \bar{R}, \quad t = a_0 \sqrt{p_0/\rho_s} \bar{t}, \\ u' &= \sqrt{p_0/\rho_s} \bar{u}', \quad w = \sqrt{p_0/\rho_s} \bar{w}, \quad p = p_0 \bar{p}, \quad p_1 = p_0 \bar{p}_1, \\ \sigma_r &= p_0 \bar{\sigma}_r, \quad \sigma_\theta = p_0 \bar{\sigma}_\theta, \quad \rho = \rho_0 \bar{\rho}, \quad \rho' = \rho_s \bar{\rho}', \quad T = (p_0/A_1 \rho_0) \bar{T}. \end{aligned}$$

Запишем систему уравнений движения газа (1) с использованием массовых лагранжевых переменных $s = (r_0^3 - 1)/[3(1 - \varepsilon)]$ (здесь и далее черта над безразмерными величинами опущена):

$$\begin{aligned} \frac{\partial \left(\frac{m\rho}{1-m} \right)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho w r^2)}{\partial s} &= 0, \quad \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\kappa_1 w}{k} + \frac{\kappa_2 \Omega m^2}{k_T} = 0, \\ \frac{\partial \left(\frac{m p}{1-m} \right)}{\partial t} + \gamma \frac{\partial (p w r^2)}{\partial s} &= (1 - \gamma) p \frac{\partial \left(\frac{m}{1-m} \right)}{\partial t}, \quad p = \rho T, \end{aligned} \quad (18)$$

$$\kappa_1 = \mu a_0 / \delta^2 \sqrt{p_0 \rho_s}, \quad \kappa_2 = a_0 \rho_0 / \delta \rho_s, \quad k = m^3 / 150 (1 - m)^2, \quad k_T = m^3 / 1,75 (1 - m).$$

Для решения системы (16), (18) с условиями (7)–(9) использовался численный метод. Выбиралась равномерная сетка по переменным s и t с шагами Δs и Δt . Расчет проводился по следующему алгоритму. Из (16) определялась a^{j+1} на шаге $j+1$ по времени методом Рунге–Кутты четвертого порядка аппроксимации. Далее по формулам (11)–(15), (17) находились распределения по координате динамических характеристик разрушенной среды. Эти данные использовались для решения системы (18). Выразив w через $\partial p/\partial r$ из второго уравнения (18)

и подставив в первое и третье уравнения, находим давление, плотность и скорость фильтрации газа на шаге $j+1$ по времени. Выражение для p при этом получается аналогичным уравнению нелинейной теплопроводности. Для его решения использовалась неявная консервативная трехточечная разностная схема первого порядка точности по t и второго по s . Формула для ρ аппроксимировалась неявной схемой «бегущего счета» первого порядка точности по t и по s . Изменение давления газа в полости p , определялось из (8), (9). В силу нелинейности уравнений при решении (18) использовались итерации. Устойчивость и точность расчетов ($\sim 5\%$) обеспечивались выбором соответствующего шага по времени Δt .

Некоторые результаты численных расчетов представлены на рисунках. На рис. 1 изображены характерные профили напряжений в среде σ_r и скорости среды u' для моментов времени $t/t_0 = 6$ и 18 ($t_0 = a_0 \sqrt{\rho_s/p_0}$) при $|\chi|/p_0 = 0,01$, $\beta = 0,1$, $\gamma = 1,4$, $\Lambda = 0,25$, $\varepsilon = 0,1$ (кривые 1), 0,2 (2) и 0,3 (3).

Рис. 2, а иллюстрирует распределение проницаемостей k , k_T и пористости m в зависимости от r/a_0 для моментов времени $t = 1,2$ (1) и 2,5 мс (2) (параметры, используемые в расчетах: $p_0 = 10^5$ кПа, $|\chi| = 10^3$ кПа, $a_0 = 0,03$ м, $\delta = 5 \cdot 10^{-4}$ м, $\rho^* = 2,65 \cdot 10^3$ кг/м³, $\varepsilon = 0,2$, $\beta = 0,1$, $\Lambda = 0,25$). Видно, что проницаемости и пористость уменьшаются с расстоянием от полости до границы зоны разрушений. В расчетах предполагалось, что размеры кусков породы постоянны и не зависят от координат. Если учесть увеличение δ с r , то в [18] показано, что зависимость проница-

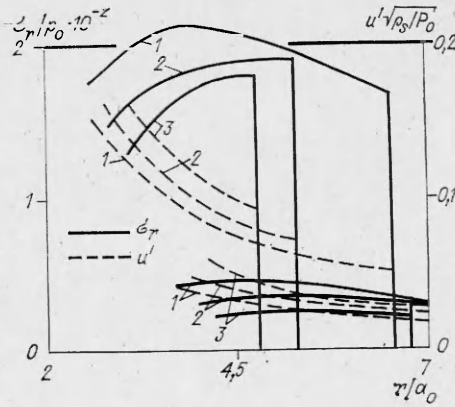


Рис. 1.

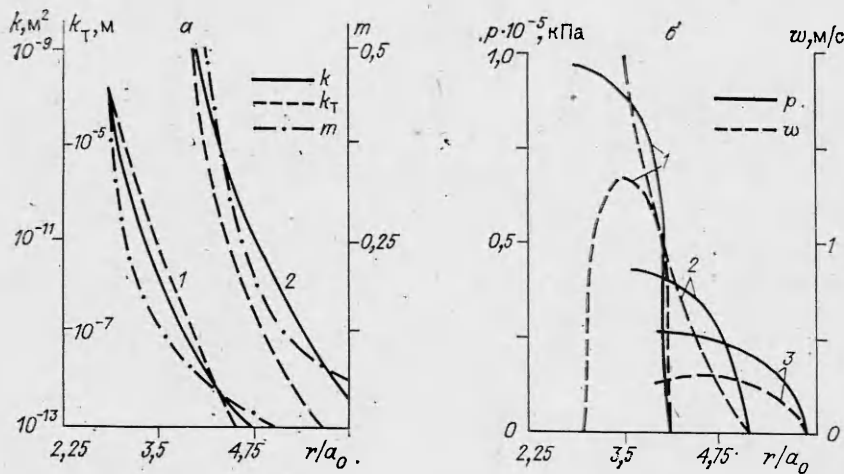


Рис. 2.

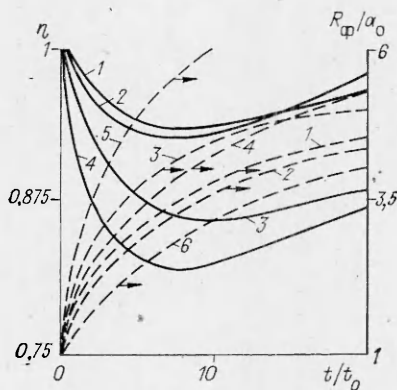


Рис. 3.

лости имеется высокая проницаемость, которая приводит к почти однородному распределению давления газа.

Динамика выхода продуктов детонации из полости показана на рис. 3. Зависимость доли массы газа в полости η от безразмерного времени t/t_0 представлена для $\kappa_2 = 1,65$, $\kappa_1 = 5 \cdot 10^{-3}$ (1), $\kappa_2 = 0,165$, $\kappa_1 = 5 \cdot 10^{-3}$ (2), $\kappa_1 = 5 \cdot 10^{-5}$ (3), $\kappa_2 = 16,5$, $\kappa_1 = 5 \cdot 10^{-3}$ (4) (параметры расчетов: $|\chi|/p_0 = 0,01$, $\gamma = 1,4$, $\Lambda = 0,25$, $\varepsilon = 0,2$, $\beta = 0,1$). С увеличением проницаемости (отношения δ/a_0) возрастает утечка газа на динамической стадии расширения полости. При фиксированной величине δ/a_0 и увеличении a_0 количество вытекающего газа из полости также увеличивается, что связано с увеличением отношения характерных времен движения среды и фильтрации газа в разрушенной породе вместе с ростом a_0 . Зависимость $\eta(t)$ при некоторых параметрах задачи (см. рис. 3, 4) немонотонна. Это объясняется тем, что из-за резкого уменьшения давления газа в полости вследствие расширения возникает фильтрация газа из порового пространства назад в полость.

На рис. 3 приведено положение фронта фильтрации газа R_ϕ/a_0 в зависимости от t/t_0 при тех же значениях параметров. Границе полости $a(t)$ соответствует линия 6, а границе зоны разрушений $R(t)$ — 5. Видно, что с ростом проницаемости среды увеличиваются размеры области, занятой газом.

На рис. 4 показаны зависимости от a_0 доли массы газов в полости η , координаты фронта фильтрации R_ϕ/a_0 и радиус полости a/a_0 на момент остановки полости для различных значений δ/a_0 : $1,67 \cdot 10^{-3}$ (1) и $1,67 \cdot 10^{-2}$ (2) (параметры расчетов: $p_0 = 10^5$ кПа, $|\chi| = 10^4$ кПа, $\rho^* = 2,65 \cdot 10^3$ кг/м³, $\rho_0 = 90$ кг/м³, $\mu = 2,5 \cdot 10^{-5}$ Па·с, $\gamma = 1,4$, $\Lambda = 0,25$, $\varepsilon = 0,2$, $\beta = 0,1$). Из рисунка видно, что влияние утечки на радиус образующейся полости незначительно ($\sim 15\%$).

Зависимости значений η , R_ϕ и a к моменту остановки полости от степени разрыхления породы n проиллюстрированы на рис. 5. Кривые 3 соответствуют $\delta/a_0 = 1,67 \cdot 10^{-3}$, $a_0 = 3$ м, 2 — $\delta/a_0 = 1,67 \cdot 10^{-2}$, $a_0 = 3$ м. С ростом дилатансионного разрыхления разрушенной породы утечка газа из полости увеличивается. При этом a становится меньше по сравнению с его значением в отсутствие утечки (см. рис. 5, 1). Расчеты показали, что давление газа в полости на момент остановки при различных параметрах задачи принимает почти одинаковые значения и определяется прочностными свойствами среды.

Сравним полученные результаты с решением задачи о расширении полости при мгновенном прорыве газов в поровое пространство [6]. В момент времени t полный объем пор $V_p = 4\pi \int_a^R mr^2 dr$ составляет

$$V_p = 4\pi [\varepsilon (R^3 - a_0^3) - (a^3 - a_0^3)]/3.$$

емости от расстояния может носить немонотонный характер.

Рис. 2, б иллюстрирует зависимость давления газа в порах и скорости фильтрации w от r/a_0 при $t = 1,2$ (1), 2,5 (2), 5 мс (3) для тех же значений параметров ($T_0 = 4000$ К, $\mu = 2,5 \cdot 10^{-5}$ кг/(с·м), $A_1 = 273$ Дж·кг/К, $\gamma = 1,4$). В отличие от [5], где давление газа монотонно уменьшается до фоновой величины, в настоящей работе показано, что вблизи полости имеется пологий участок, после которого давление газа резко уменьшается. Это различие объясняется тем, что в [5] не учитывалась зависимость проницаемости от координаты. В данном случае вблизи по-

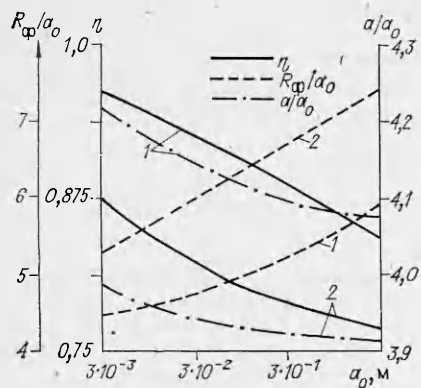


Рис. 4.

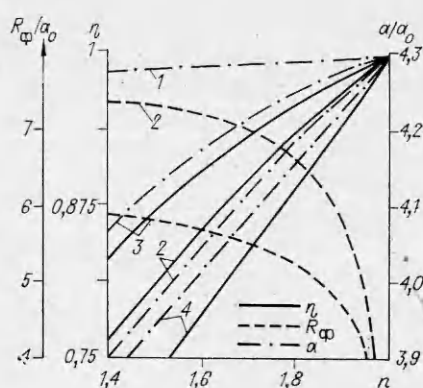


Рис. 5.

Тогда объем, занимаемый газом, $V_T = 4\pi [\varepsilon (R^3 - a_0^3) + a_0^3]/3$. В предположении, что газ расширяется адиабатически, его давление (в порах и полости) в безразмерных переменных выражается формулой

$$p_1 = [\varepsilon (R^3 - 1) + 1]^{-\gamma},$$

а доля газов в полости

$$\eta = \frac{V_T - V_p}{V_T} = \frac{a^3}{\varepsilon (R^3 - 1) + 1}.$$

На рис. 5, 4 представлены результаты решения уравнения (16) в предположении о мгновенном прорыве газа в поровое пространство. Модель мгновенного прорыва качественно учитывает влияние утечки на механическое действие взрыва в случае высокой проницаемости разрушенной породы. Если характерные времена фильтрации и динамического расширения полости сравнимы, то модель мгновенного прорыва приводит к существенному завышению доли выходящих газов из полости.

Таким образом, проведенное численное моделирование адиабатической утечки газов из полости на стадии ее динамического расширения в хрупкой дилатирующей среде показало, что при параметрах, характерных для взрывов химических ВВ, выход продуктов детонации может достигнуть 25—30%, при этом радиус полости уменьшается до 10%. Газообразные продукты проникают в разрушенную среду на расстояния, сравнимые с размерами зоны разрушений.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Комир, В. М. Кузнецов, А. Ф. Шацкевич. ФТПРПИ, 1979, 6, 42.
2. В. М. Комир, В. Г. Назаренко. Взрывное дело, вып. 80/37, 1978.
3. В. В. Воробьев, И. Г. Захарова, В. М. Комир и др. ФТПРПИ, 1980, 4, 42.
4. П. Ф. Коротков, Б. М. Просвирина.— В кн.: Аналитич. методы и применение ЭВМ в механике горных пород. Новосибирск, 1982.
5. В. И. Куликов. ФГВ, 1972, 8, 4, 552.
6. А. А. Зверев, В. С. Фетисов. ПМТФ, 1982, 4, 113.
7. В. В. Адушкин, П. Б. Каазик. ПМТФ, 1976, 1, 111.
8. Е. Г. Басанский, В. М. Колобашкин, Н. А. Кудряшов. Изв. АН СССР. МЖГ, 1982, 5, 61.
9. И. Г. Захарова. ФГВ, 1981, 17, 3, 149.
10. М. Н. Габбасов, В. М. Колобашкин, Н. А. Кудряшов. Изв. АН СССР. МЖГ, 1984, 2, 80.
11. В. Н. Николаевский. Механика пористых и трещиноватых сред. М.: Недра, 1984.
12. Г. И. Баренблатт, В. М. Ентов, В. М. Рыжик. Движение жидкостей и газов в природных пластах. М.: Недра, 1984.
13. Ю. Н. Гордеев, В. М. Колобашкин, Н. А. Кудряшов. Изв. АН СССР, МЖГ, 1985, 1, 183.
14. S. Ergun. Chem. Eng. Progr., 1952, 48, 2, 89.
15. В. Н. Родионов и др. Механический эффект подземного взрыва. М.: Недра, 1971.
16. В. Н. Николаевский. Докл. АН СССР, 1967, 177, 3, 542.
17. Л. И. Седов. Механика сплошной среды. Т. 1. М.: Наука, 1976.
18. В. В. Кадет, Е. Е. Ловецкий, В. И. Селяков и др. ПМТФ, 1981, 1, 144.

Поступила в редакцию 4/XI 1985