

**ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТАНИЯ
СЛОЯ ПОРОШКА СЖАТЫМ ГАЗОМ***А. И. Ивандаев, А. Г. Кутушев, Д. А. Рудаков**Институт механики многофазных систем СО РАН,
625000 Тюмень*

В рамках двухскоростной, двухтемпературной, с двумя напряжениями модели пористой порошкообразной среды моделируется динамика одномерного разлета в газовое пространство плотного слоя частиц под импульсным воздействием сжатого газа. Детально рассматриваются последовательные стадии волнового движения газовой и дисперсной фаз. Описывается эффект образования зон немоногоного распределения параметров дисперсной фазы на стадии взаимодействия встречных волн разгрузки в сжатом слое частиц. Приводятся интегральные зависимости дальности и протяженности зоны разлета порошка от перепада начального давления газа и размера частиц.

Изучение поведения дисперсных смесей в условиях их ударного и взрывного нагружения представляет научно-практический интерес в связи с широким использованием этих процессов в различных отраслях современной техники. В частности, необходимость решения данной проблемы возникает в пневмотранспорте газовзвесей и сыпучих материалов, в пожаротушении при ликвидации очагов горения импульсной подачей порошка в зону горения.

В [1] представлены результаты экспериментального изучения процесса разлета слоя малоцентрированной смеси газа с частицами (газовзвеси) из камеры высокого давления ударной трубы в газовое пространство камеры низкого давления. В [2] для условий опытов [1] в рамках модели двухфазной разреженной смеси газа и частиц осуществлено численное исследование волнового истечения сжатой газопылевой среды. Динамика разлета в газ стратифицированной газовзвеси численно и экспериментально изучена в [3]. В [4] на основе модели двухфазной смеси сжимаемых газовой и дисперсной фаз численно моделировался разлет плотного слоя капель под воздействием сферической взрывной волны. В данной работе на основе численной методики [5] выполнено математическое моделирование процесса метания плотного слоя контактирующих частиц под импульсным воздействием сжатого газа.

Основные уравнения динамики порошкообразной среды

Для описания движения газа и пористой порошкообразной среды, представляющей собой смесь контактирующих между собой твердых частиц и газа в порах, принимаются известные в механике сплошных многофазных сред допущения [6]: расстояния, на которых параметры течения меняются существенно, много больше характерного размера дисперсных частиц и расстояний между ними; эффекты вязкости и теплопроводности существенны лишь в процессах межфазного взаимодействия; дисперсные частицы порошкообразной среды представляют собой совокупность несжимаемых деформируемых монодисперсных включений сферической формы; отсутствуют процессы дробления и слипания частиц, а также фазовые переходы; изменение внутренней энергии порошкообразной среды, обусловленное работой силы межфазного трения, целиком осуществляется через газовую фазу. При сделанных допущениях уравнения нестационар-

ного плоского одномерного движения порошкообразных сред записываются в следующем виде [5, 6]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i v_i}{\partial x} &= 0 \quad (i = 1, 2), \\ \frac{\partial \rho_i v_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i v_i^2}{\partial x} + \alpha_i \frac{\partial p}{\partial x} - (i-1) \frac{\partial \sigma_{2*}^{11}}{\partial x} &= (-1)^i \alpha_i F_{12}, \\ \frac{\partial \rho_2 u_{2j}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 u_{2j} v_2}{\partial x} - \xi_{2j} \sigma_{2*}^{11} \frac{\partial v_2}{\partial x} - \int & \begin{cases} Q_{12}, & j = T, \\ 0, & j = P, \end{cases} \\ \frac{\partial}{\partial t} \sum_{i=1}^2 \rho_i E_i + \frac{\partial}{\partial x} \sum_{i=1}^2 (\rho_i E_i v_i + p \alpha_i v_i - (2-i) \sigma_{2*}^{11} v_2) &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\rho_i = \rho_i^0 \alpha_i, \quad \alpha_1 + \alpha_2 = 1, \quad E_i = e_i + 0,5 v_i^2 \quad (i = 1, 2), \quad u_2 = u_{2T} + u_{2P}.$$

Здесь и далее индексы 1 и 2 внизу относятся соответственно к параметрам газовой и дисперсной фаз; $\rho, \rho^0, \alpha, v, u, E$ — соответственно средняя и истинная плотности, объемное содержание, массовая скорость, удельные внутренняя и полная энергии той или иной составляющей смеси; p — давление газовой фазы; σ_{2*}^{11} — эффективное напряжение [6] в пористой порошкообразной среде, обусловленное собственно деформацией несжимаемых частиц; d — диаметр частиц; F_{12} и Q_{12} — сила межфазного трения и интенсивность теплопередачи от газовой к дисперсной фазе в единице объема смеси; u_{2T} и u_{2P} — тепловая и упругая составляющие внутренней энергии частиц порошка; ξ_{2T} — коэффициент, определяющий часть мощности работы межгранулярного напряжения, переходящую в тепловую энергию твердой фазы u_{2T} ($0 \leq \xi_{2T} \leq 1$); $\xi_{2P} = -\xi_{2T} + 1$.

Система квазилинейных дифференциальных уравнений (1), описывающая совместное неравновесное движение газовой и дисперсной фаз порошкообразной среды, дополняется уравнениями состояния идеального калорически совершенного газа и несжимаемых твердых частиц

$$\begin{aligned} p &= (\gamma - 1) \rho_1^0 u_1, \quad u_1 = c_1 T_1 \quad (\gamma, c_1 \equiv \text{const}), \\ \rho_2^0 &= \text{const}, \quad u_{2T} = c_2 T_2 \quad (c_2 \equiv \text{const}). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь γ и c_1 — показатель адиабаты и удельная теплоемкость газа при постоянном объеме; T_1 и T_2 — температуры газа и дисперсных частиц.

Уравнение состояния пористого скелета порошкообразной среды, описывающее межчастичное взаимодействие, задается на основе данных [7] в следующем виде:

$$\begin{aligned} \sigma_{2*}^{11} &= \begin{cases} -\rho_2^0 \alpha_{10} a_{20}^2 \left(\frac{c_{10}}{c_1} - 1 \right), & \alpha_1 < \alpha_{10} \leq \alpha_{1P}, \\ -\rho_2^0 \alpha_{1P} a_{2P}^2 \left(\frac{\alpha_{1P}}{\alpha_1} - 1 \right), & \alpha_1 < \alpha_{1P} \leq \alpha_{10}, \\ 0 & \text{в других случаях,} \end{cases} \\ a_{20} &= a_{2P} + k(\alpha_{1P} - \alpha_{10}), \quad \alpha_{10} \leq \alpha_{1P}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь α_{10} и a_{20} — пористость и скорость звука в порошкообразной среде в начальном состоянии; α_{1P} и a_{2P} — пористость и скорость звука в порошкообразной среде в насыпном состоянии; k — эмпирическая постоянная,

характеризующая рост скорости звука в уплотненном образце пористой порошкообразной среды [8].

Принятое в форме (3) уравнение состояния дисперсной твердой фазы описывает изменение межчастичного напряжения в порошкообразной среде при ее сжатии и разгрузке по схеме нелинейно-упругого тела.

Интенсивности межфазного трения и теплообмена задаются на основе соотношений [5, 6]

$$F_{12} = \frac{3}{4} \frac{\alpha_2}{d} C_d \rho_1^0 |v_1 - v_2| (v_1 - v_2), \quad Q_{12} = \frac{6\alpha_2}{d^2} \lambda_1 \text{Nu}_{12} (T_1 - T_2), \quad (4)$$

где C_d — коэффициент сопротивления; Nu_{12} — число Нуссельта газовой фазы; d — диаметр дисперсных частиц; λ_1 — коэффициент теплопроводности газовой фазы.

Коэффициент сопротивления описывается следующей эмпирической зависимостью [9]:

$$C_d^{(1)} = \frac{24}{\text{Re}_{12}} + \frac{4,4}{\sqrt{\text{Re}_{12}}} + 0,42, \quad \alpha_1 \geq 0,92,$$

$$C_d^{(2)} = \frac{4}{3\alpha_1} \left(1,75 + \frac{150(1 - \alpha_1)}{\alpha_1 \text{Re}_{12}} \right), \quad \alpha_1 \leq 0,55, \quad (5)$$

$$C_d = \frac{(0,92 - \alpha_1) C_d^{(2)} + (\alpha_1 - 0,55) C_d^{(1)}}{0,37}, \quad 0,55 < \alpha_1 < 0,92.$$

Здесь $\text{Re}_{12} = \rho_1^0 |v_1 - v_2| d \mu_1^{-1}$ — число Рейнольдса относительного движения газа и частиц порошкообразной среды; μ_1 — динамическая вязкость газовой фазы; $C_d^{(2)}$ — коэффициент сопротивления сферических частиц в насыпных порошках, полученный в экспериментах [10].

Для определения числа Нуссельта используется эмпирическое соотношение [11]

$$\text{Nu}_{12} = \begin{cases} 2 + 0,106 \text{Re}_{12} \text{Pr}^{1/3}, & \text{Re}_{12} \leq 200, \\ 2,274 + 0,6 \text{Re}_{12}^{2/3} \text{Pr}^{1/3}, & \text{Re}_{12} > 200, \end{cases} \quad (6)$$

где $\text{Pr} = \gamma c_1 \mu_1 \lambda_1^{-1}$ — число Прандтля.

Постановка задачи

Имеется полубесконечная труба, закрытая с одного конца (область $0 \leq x < \infty$, см. рис. 1). В области $0 \leq x < x_*$ у закрытого конца находится калорически совершенный горячий сжатый газ. Область сжатого газа отделяется диафрагмой от слоя пористой порошкообразной среды с насыпной плотностью ρ_{20} и длиной $l_s = x_{**} - x_*$. За слоем порошка в области $x_{**} < x$ находится калорически совершенный покоящийся газ. В начальный момент времени $t = 0$ диафрагма разрывается. Ставится цель — изучить динамику волнового движения газовой и дисперсной фаз, а также проанализировать влияние начального перепада давлений толкающего газа и размера частиц на предельные дальность и протяженность разлета слоя порошкообразной среды.

За калорически совершенный газ принимался воздух со следующими теплофизическими параметрами:

$$\gamma = 1,4, \quad c_1 = 716 \text{ м}^2/(\text{с}^2 \cdot \text{К}), \quad \mu_1 = 1,85 \cdot 10^5 \text{ кг}/(\text{м} \cdot \text{с}).$$

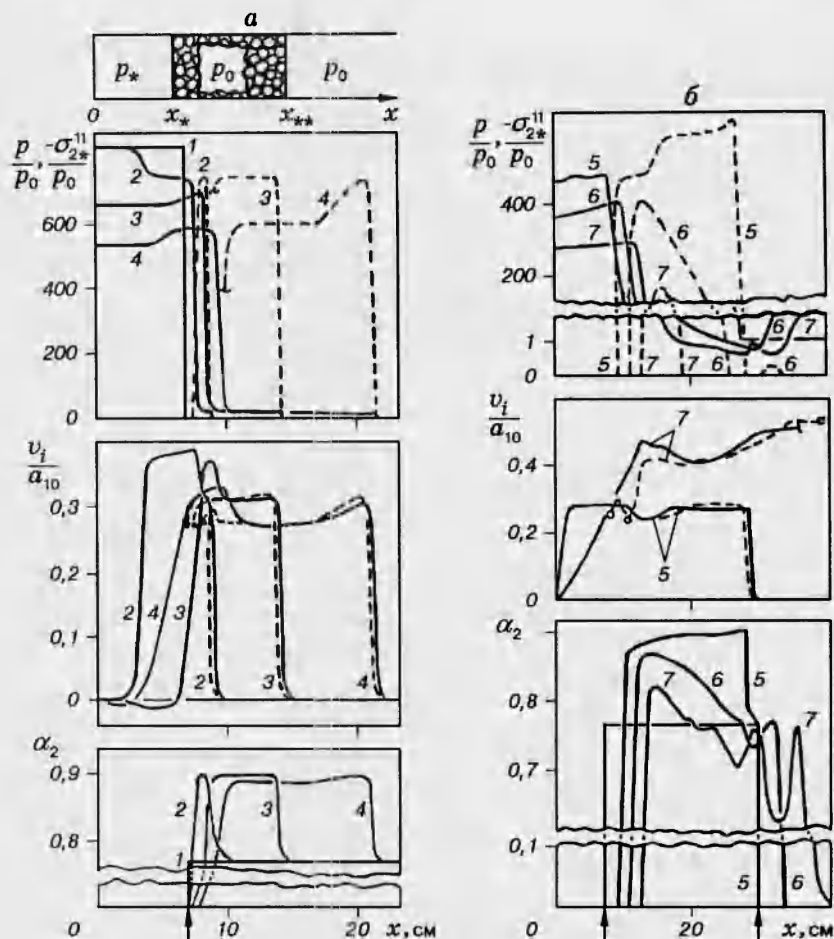


Рис. 1.

В качестве пористой порошкообразной среды рассматривался модельный порошок со следующими значениями параметров:

$$\alpha_{10} = \alpha_{1p} = 0,23, \quad \alpha_{20} = \alpha_{2p} = 1 - \alpha_{1p}, \quad a_{20} = a_{2p} = 420 \text{ м/с}, \quad \rho_2^0 = 1300 \text{ кг/м}^3,$$

$$c_2 = 1066 \text{ м}^2/(\text{с}^2 \cdot \text{К}), \quad d = 600 \text{ мкм}, \quad \xi_{2T} = 0.$$

Задача решалась при следующих начальных параметрах в области сжатого газа ($0 \leq x < x_*$): $p_* = 8,5 \cdot 10^7 \text{ Н/м}^2$, $\rho_{1*}^0 = 55,3 \text{ кг/м}^3$, $T_{1*} = 5447 \text{ К}$; в зоне пористой порошкообразной среды ($x_* \leq x \leq x_{**}$): $p_0 = 101320 \text{ Н/м}^2$, $\rho_{10}^0 = 1,21 \text{ кг/м}^3$, $T_{10} = 293 \text{ К}$, $v_{10} = 0$, $\sigma_{2*}^{11} = 0$, $\rho_2^0 = 1300 \text{ кг/м}^3$, $\rho_{20} = \rho_2^0(1 - \alpha_{10})$, $T_{20} = 293 \text{ К}$, $v_{20} = 0$; в области невозмущенного газа ($x > x_{**}$): $p_0 = 101320 \text{ Н/м}^2$, $T_{10} = 293 \text{ К}$, $v_{10} = 0$, $\rho_{10}^0 = 1,21 \text{ кг/м}^3$.

Длина области сжатого газа $x_* = 0,07 \text{ м}$, протяженность слоя порошка $l_s = x_{**} - x_* = 0,23 \text{ м}$. В качестве граничного условия на жесткой стенке требовалось равенство нулю скорости газа.

Система уравнений (1) при заданных начальных и граничных условиях решалась численно методом крупных частиц [12] по алгоритму [5], в котором для устранения неустойчивости счета в зонах малых скоростей фаз вводится искусственная вязкость как в газовой фазе, так и в дисперсной фазе частиц пористой среды [5, 13].

Некоторые результаты расчетов

На рис. 1,а показан начальный этап разгона частиц порошка в ударной волне (УВ) после распада начального разрыва. Приведены профили напряжений (а), массовых скоростей газовой и дисперсной фаз (б) и объемного содержания частиц порошкообразной среды (в) на моменты времени $t = 0,25, 100$ и 200 мкс (кривые 1–4). Сплошными и штриховыми линиями изображены параметры соответственно газа и частиц.

Как видно из рис. 1,а на момент времени 25 мкс после распада начального разрыва в области сжатого газа распространяется волна разрежения, а в области пористой среды — проходящая УВ. Последняя, распространяясь по частицам дисперсной фазы, деформирует их, сжимая газ в порах. При этом вследствие сильной сжимаемости порового газа основное напряжение в пористой среде передается дисперсной фазе. Скорости газа и частиц в проходящей УВ практически совпадают, а пористость порошка значительно уменьшается.

На момент времени 100 мкс волна разрежения, отразившись от жесткой стенки, взаимодействует с левой границей слоя порошка, в результате чего волна разгрузки проходит в область пористой среды, а также отражается в зону сжатого газа. Газ и частицы порошкообразной среды замедляются в ВР.

На момент времени 200 мкс волна разрежения в порошке догоняет проходящую УВ и ослабляет ее. Соответственно частицы порошка и газ в поровом пространстве тормозятся, а объемная концентрация частиц за волной разгрузки слабо уменьшается.

Следующая стадия процесса метания порошка — разгон частиц в волне разрежения в пористой среде после взаимодействия проходящей УВ с правой границей слоя проиллюстрирована на рис. 1,б. Здесь кривые 5–7 соответствуют $t = 300, 500$ и 700 мкс. Стрелками указаны положения границ слоя порошкообразной среды при $t = 0$.

Как видно из рис. 1,б, на момент времени 300 мкс проходящая УВ, ослабленная догоняющими ее волнами разрежения, идущими из области сжатого газа, подходит к правой границе слоя порошкообразной среды. Ударная волна, взаимодействуя с правой границей слоя порошка, порождает в области пористой среды волну разрежения, в область невозмущенного газа проходит УВ весьма малой интенсивности. Волна разрежения, движущаяся от правой границы слоя порошка, взаимодействует с волной разрежения в порошке, распространяющейся из области сжатого газа. В результате взаимодействия встречных волн разгрузки внутри порошкообразной среды возникает область разрежения, в которой плотность дисперсных частиц становится меньше насыпной, межгранулярное давление равняется нулю, а давление газа в порах меньше своего начального значения.

Ввиду того, что в области взаимодействия волн разрежения отсутствуют контакты между частицами, дальнейшее движение дисперсной фазы в этой области определяется только действием газа на частицы, т. е. распределением скоростей фаз. Так как масса частиц существенно больше массы газа в порах, то влияние газа на частицы мало по сравнению с влиянием распределения скоростей частиц на течение в рассматриваемой области в пористой среде. Скорость частиц порошкообразной среды в волнах разрежения на момент их взаимодействия является возрастающей функцией расстояния, это приводит к образованию «провала» в распределении объемного содержания частиц. Результат взаимодействия волн разрежения и эффект немонотонного изменения концентрации частиц в плотном ансамбле неконтактирующих между собой частиц показан на рис. 1,б кривыми 6.

В области пористой порошкообразной среды, где частицы контактируют друг с другом, происходят аналогичные взаимодействия волн разгрузки и, следовательно, образование новых зон немонотонного распределения параметров фаз. Результат таких взаимодействий показан на рис. 1,б,з.

В момент времени ≈ 1 мс в результате взаимодействия волн разгрузки в слое частиц с его левой границей в область дисперсной среды распространяется волна сжатия, которая приводит к уплотнению слоя до концентрации частиц чуть больше насыпной и к исчезновению отмеченных выше зон немонотонного распределения параметров фаз. При $t \sim 3$ мс разлет слоя частиц и разрежение толкающего газа приводят к образованию плотного облака неконтактирующих между собой частиц.

В последующие стадии движения определяющее влияние на разлет частиц оказывает разрежающий толкающий газ. До момента времени ~ 50 мс, т. е. к моменту разрежения области первоначально сжатого газа до атмосферного давления, осуществляется разгон слоя частиц перепадом давлений толкающего и невозмущенного газов. В дальнейшем из-за образования зоны разрежения в газе у закрытого конца трубы происходит торможение частиц и расширение облака газовзвеси.

Эта стадия движения частиц проиллюстрирована на рис. 2,а, где показано изменение в пространстве скоростей частиц на передней и задней границах облака газовзвеси при различных начальных давлениях толкающего газа ($p_*/p_0 = 175$ (I) и 500 (II); в рассмотренном выше случае III $p_*/p_0 = 850$). Штриховые линии изображают распределения скоростей частиц в двухфазных облаках. Цифрами указаны моменты времени в секундах. Распределения концентраций дисперсной фазы в облаке частиц на момент остановки его ядра (точки с максимальной плотностью) приведены на рис. 2,б при аналогичных рис. 2,а перепадах начальных давлений, указанных цифрами на кривых.

Большой интерес представляет установление зависимостей дальности метания слоя порошка и его протяженности в момент прекращения движения от перепада начального давления газа p_*/p_0 . Для этого были проведены три варианта расчетов, соответствующие $p_*/p_0 = 175$, 500 и 850. При этом параметры порошка оставались неизменными ($\alpha_{10} = 0,23$, $l_s = 0,23$ м, $d = 600$ мкм). Результаты расчетов приведены на рис. 3, где сплошной и штриховой линиями показаны зависимости дальности метания и протяженности порошкообразных слоев. Представленные линейные зависимости с погрешностью 6 % аппроксимируют данные численного эксперимента, отмеченные точками.

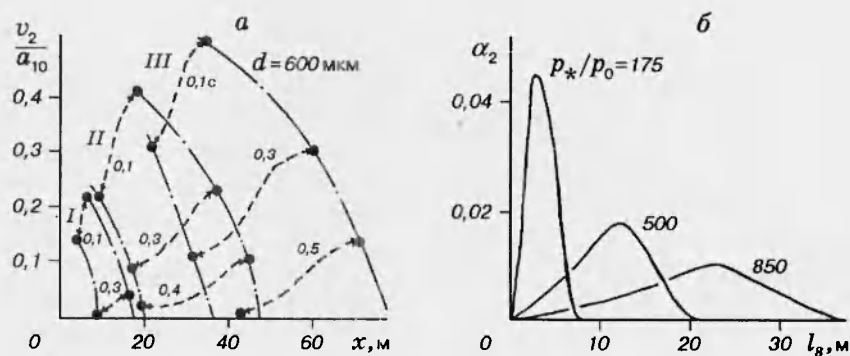


Рис. 2.

С целью установления влияния размера частиц на процесс метания порошка сжатым газом выполнены расчеты для размеров частиц $d = 300, 600$ и 1200 мкм. При этом отношение давлений в области сжатого газа и слое порошка полагалось равным 850. Результаты таких вычислений продемонстрированы на рис. 3 штрихпунктирной линией, аппроксимирующей данные численного эксперимента (точки).

Как следует из рис. 3, дальность метания слоя порошкообразной среды в указанном интервале изменения параметров фаз соответственно существенно и слабо увеличивается с ростом p_*/p_0 и d . В частности, при увеличении p_*/p_0 в 4,8 раза и d в 4 раза дальность метания возрастает соответственно в 5,2 и 1,2 раза.

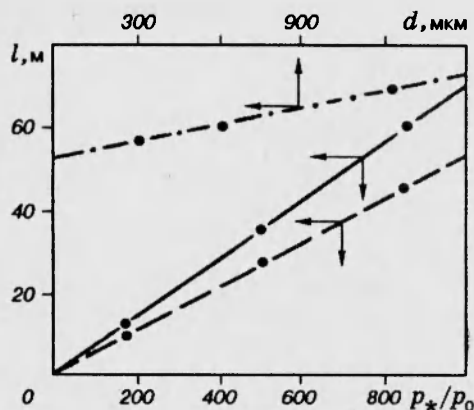


Рис. 3.

Выводы

Процесс метания слоя порошка представляется тремя последовательными этапами: движением пористой среды как континуума контактирующих друг с другом частиц, как весьма плотного облака неконтактирующих друг с другом частиц в газе и как облака газовзвеси.

Разгон контактирующих между собой частиц порошка носит существенно волновой характер и определяется волнами сжатия и разрежения и их взаимодействием с закрытым концом трубы и с контактными границами слоя порошка. Разгон и торможение частиц порошка в условиях отсутствия межзеренных контактов определяется только силами межфазного взаимодействия.

Зависимости дальности метания порошкообразного слоя и протяженности облака частиц в момент их остановки от степени начального нагружения слоя порошка в рассмотренных выше диапазонах изменения параметров хорошо описываются возрастающими линейными зависимостями. Дальность метания слоя порошка слабо зависит от характерного размера дисперсных частиц.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гельфанд Б. Е., Губанов А. В., Медведев С. П. и др. Ударные волны при разлете сжатого объема газовзвеси твердых частиц // Докл. АН СССР. 1985. Т. 281, № 5. С. 1113–1116.
2. Казаков Ю. В., Федоров А. В., Фомин В. М. Расчет разлета сжатого объема газовзвеси // ПМТФ. 1987. № 5. С. 139–144.
3. Гельфанд Б. Е., Казаков Ю. В., Медведев С. П. и др. Разлет сжатой стратифицированной газопылевой системы // Численные методы решения задач фильтрации многофазной несжимаемой жидкости. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1987. С. 88–89.
4. Гетц Н. Г., Кедринский В. К. Динамика взрывного нагружения конечного объема плотной двухфазной смеси // ПМТФ. 1989. № 2. С. 120–125.
5. 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.
6. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Ч. 1.

7. Gough P. S., Zwartst F. J. Modeling heterogeneous two-phase reacting flow // AIAA Journal. 1979. V. 17, N 1. P. 17-25.
8. Bernecker R. R., Price D. Studies the transition from deflagration to detonation in granular explosives // Combust. Flame. 1974. V. 22, N 1-3. P. 111-170.
9. Стернин Л. Е., Маслов Б. Н., Шрайбер А. А., Подвысоцкий А. М. Двухфазные моно- и полидисперсные течения газа с частицами. М.: Машиностроение, 1980.
10. Ergun S. Fluid flow through packed columns // Chem. Eng. Progr. 1952. V. 48, N 2. P. 89-94.
11. Чудновский А. Ф. Теплообмен в дисперсных средах. М.: Гостехиздат, 1954.
12. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука, 1982.
13. Ивандаев А. И. Об одном способе введения «псевдовязкости» и его применении к уточнению разностных решений уравнений гидродинамики // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1975. Т. 15, № 2. С. 523-527.

Поступила в редакцию 22/VII 1994 г.
