

УДК 532.529:518.5

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НАЧАЛЬНОГО ИМПУЛЬСНОГО ДВИЖЕНИЯ СЛОЯ ПОРОШКА В КАНАЛЕ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ СЖАТОГО ГАЗА

Д. В. Садин

Военная инженерно-космическая академия им. А. Ф. Можайского, 197082 Санкт-Петербург

В рамках модели гетерогенной среды численно исследуется импульсное плоское одномерное совместное движение газовой и дисперсной фаз при наличии трения последней о стенки канала. Установлено, что в зависимости от начальных условий в камере высокого давления и величины коэффициента трения возможно существование двух качественно различных режимов движения. Обнаружен эффект автономности скорости метания порошка в выходном сечении по трению.

Развитие новой импульсной технологии ликвидации аварийных ситуаций (тушения пожаров, постановки защитных завес и т. д.) основано на процессе метания рабочих порошкообразных сред сжатым газом. В связи с этим возникает задача изучения физической картины и установления количественных характеристик динамики газовой и дисперсной фаз.

В [1] в рамках двухскоростной двухтемпературной с двумя напряжениями модели численно исследован процесс метания слоя порошка сжатым газом без учета сил трения. В [2] приведены некоторые экспериментальные данные и результаты численного моделирования одномерного односкоростного импульсного движения газодисперсной смеси. В [2] также отмечается, что начальная расчетная скорость порошка систематически (до 35 % в большую сторону) отличается от экспериментальной. Если пренебречь кинетической энергией (см. [2]), дополнительно сообщаемой частицам порошка в волне разгрузки, то расхождение должно быть еще больше. В опытах, проведенных по схеме, аналогичной [2], автором настоящей работы обнаружено, что после импульсной подачи газа высокого давления под слой дисперсной среды (кварцевый песок средней крупности) наблюдается характерная задержка по времени движения переднего фронта слоя, причем эта величина на порядок превосходит оценку [2] времени прихода ударной волны и заметно зависит от характерного радиуса дисперсных частиц. Следует отметить, что при динамическом одноосном нагружении порошка, заключенного в жесткую обойму (канал), обнаруживается резкое затухание давления твердой фазы в глубь образца [3]. Этот факт указывает на существенное влияние трения частиц среды о стенки канала. Ниже предлагается математическая модель и численно изучается движение слоя порошка с учетом трения частиц о стенки канала.

Основные уравнения. Для математического описания совместного движения газа и частиц порошка примем известные в динамике многофазных сред допущения [1, 4]: размеры частиц во много раз больше молекулярно-кинетических размеров, а также во много раз меньше расстояний, на которых параметры смеси меняются существенно; смесь монодисперсная; отсутствуют процессы дробления, слипания и образования новых частиц; газ полагается идеальным калорически совершенным, вязкость и теплопроводность проявляются лишь в процессах межфазного взаимодействия; пренебрегается действием сил тяжести.

Канал неподвижен. Поскольку интенсивности межфазного теплообмена и трения пропорциональны межфазным поверхностям, то в силу того, что площадь поверхности стенки канала во много раз меньше суммарной поверхности дисперсных частиц, можно пренебречь силовым и тепловым взаимодействием газа со стенками. Полагаем, что сила трения дисперсной фазы, приходящейся на единицу поверхности канала, является функцией эффективного напряжения дисперсной фазы $\theta(\sigma_{2*}^{11})$ [3]. Кроме того, предполагается, что теплообмен между частицами и стенками канала отсутствует. Справедливость данного допущения для рассматриваемой ниже задачи проверялась сравнением результатов тестовых расчетов для двух случаев: 1) все тепло, генерируемое работой сил трения, передается частицам; 2) отсутствует выделение тепла (из уравнений исключаются соответствующие слагаемые). Расхождение результатов указанных случаев для приводимых ниже данных составляет порядка 1%. Изменением параметров по сечению канала пренебрегается.

При сделанных допущениях уравнения плоского одномерного движения смеси с учетом инерционных эффектов при обтекании частиц [4] принимают вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i v_i}{\partial x} &= 0, \quad \frac{\partial \rho_1 v_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 v_1^2}{\partial x} + \beta_1 \frac{\partial p}{\partial x} - (1 - \beta_2) \frac{\partial \sigma_{2*}^{11}}{\partial x} = -\beta_3 F_\mu - (1 - \beta_2) \Theta(\sigma_{2*}^{11}), \\ \frac{\partial \rho_2 v_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 v_2^2}{\partial x} + (1 - \beta_1) \frac{\partial p}{\partial x} - \beta_2 \frac{\partial \sigma_{2*}^{11}}{\partial x} &= \beta_3 F_\mu - \beta_2 \Theta(\sigma_{2*}^{11}), \\ \frac{\partial \rho_2 u_{2T}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 u_{2T} v_2}{\partial x} - \xi_{2T} \sigma_{2*}^{11} \frac{\partial v_2}{\partial x} &= Q + \Theta(\sigma_{2*}^{11}) v_2, \\ \frac{\partial \rho_2 u_{2p}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 u_{2p} v_2}{\partial x} - (1 - \xi_{2T}) \sigma_{2*}^{11} \frac{\partial v_2}{\partial x} &= 0, \end{aligned} \tag{1}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho_1 E_1 + \rho_2 E_2) + \frac{\partial}{\partial x} (\rho_1 E_1 v_1 + \rho_2 E_2 v_2 + p(\alpha_1 v_1 + \alpha_2 v_2) - \sigma_{2*}^{11} v_2) &= 0, \\ \rho_i = \rho_i^0 \alpha_i \quad (i = 1, 2), \quad E_i = u_i + (1/2) v_i^2, \quad \alpha_1 + \alpha_2 = 1, \quad u_2 = u_{2T} + u_{2p}, \end{aligned}$$

$$\beta_1 = \frac{\alpha_1 (2 + \chi_m \rho_1^0 / \rho_2^0)}{2 + \chi_m (\alpha_2 + \alpha_1 \rho_1^0 / \rho_2^0)}, \quad 0 \leq \xi_{2T} \leq 1,$$

$$\beta_2 = \frac{2 + \chi_m \alpha_2}{2 + \chi_m (\alpha_2 + \alpha_1 \rho_1^0 / \rho_2^0)}, \quad \beta_3 = \frac{2}{2 + \chi_m (\alpha_2 + \alpha_1 \rho_1^0 / \rho_2^0)}.$$

Здесь нижние индексы 1 и 2 соответствуют параметрам несущей и дисперсной фаз, верхний индекс 0 относится к истинным значениям плотности. Через $\rho_i, v_i, u_i, E_i, \alpha_i$ обозначены приведенная плотность, скорость, внутренняя и полная энергии единицы массы, объемная доля i -й фазы; p, σ_{2*}^{11} — давление газовой фазы и фиктивное напряжение в пористой порошкообразной среде; u_{2T}, u_{2p} — тепловая и упругая составляющие внутренней энергии частиц порошка; $F_\mu, Q, \Theta(\sigma_{2*}^{11})$ — вязкая составляющая силы межфазного взаимодействия, мощность теплообмена между газом и частицами, сила трения слоя порошка о стенки канала, приведенные к единице объема смеси; ξ_{2T} — коэффициент, определяющий часть мощности работы межгранулярного напряжения, переходящей в тепловую энергию твердой фазы [1]; χ_m — коэффициент, учитывающий влияние неоднородности и несферичности частиц на силу присоединенных масс ($\chi_m = 1$ для сферических частиц); x, t — эйлера координата и время.

Система уравнений (1) дополняется уравнениями состояния идеального калорически совершенного газа, пористого «скелета» порошкообразной среды [5] и несжимаемых твердых частиц:

$$p = (\gamma_1 - 1) \rho_1^0 u_1, \quad u_1 = c_v T_1, \quad u_{2T} = c_2 T_2, \quad \gamma_1, c_v, c_2, \rho_2^0 \equiv \text{const},$$

$$\sigma_{2*}^{11} = \begin{cases} -\rho_2^0 \alpha_{10} a_{20}^2 (\alpha_{10}/\alpha_1 - 1), & \alpha_1 < \alpha_{10} \leq \alpha_{1p}, \\ -\rho_2^0 \alpha_{1p} a_{2p}^2 (\alpha_{1p}/\alpha_1 - 1), & \alpha_1 < \alpha_{1p} \leq \alpha_{10}, \\ 0 & \text{иначе,} \end{cases}$$

$$a_{20} = a_{2p} + k(\alpha_{1p} - \alpha_{10}), \quad \alpha_{10} \leq \alpha_{1p}.$$

Здесь T_1, T_2 — температура газа и частиц; γ_1, c_v, c_2 — показатель адиабаты и удельная теплоемкость газа при постоянном объеме, удельная теплоемкость частиц; $\alpha_{10}, a_{20}, \alpha_{1p}, a_{2p}$ — пористость и скорость звука в порошкообразной среде в начальном и насыпном состояниях соответственно; k — эмпирическая константа, характеризующая рост скорости звука в уплотненной порошкообразной среде [6].

Интенсивности межфазного трения и теплообмена задаются на основе следующих соотношений [4, 7, 8]:

$$F_\mu = (3/8)(\alpha_2/r)C_\mu\rho_1w_{12}|w_{12}|, \quad w_{12} = v_1 - v_2,$$

$$C_\mu = \begin{cases} C_\mu^{(1)} = 24/\text{Re}_{12} + 4,4/\text{Re}_{12}^{1/2} + 0,42, & \alpha_2 \leq 0,08, \\ C_\mu^{(2)} = (4/(3\alpha_1))(1,75 + 150\alpha_2/(\alpha_1\text{Re}_{12})), & \alpha_2 \geq 0,45, \\ ((\alpha_2 - 0,08)C_\mu^{(2)} + (0,45 - \alpha_2)C_\mu^{(1)})/0,37, & 0,08 < \alpha_2 < 0,45, \end{cases}$$

$$Q = (3/2)(\alpha_2/r^2)\lambda_1\text{Nu}_1(T_1 - T_2),$$

$$\text{Nu}_1 = \begin{cases} 2 + 0,106 \text{Re}_{12} \text{Pr}_1^{1/3} & (\text{Re}_{12} \leq 200), \\ 2,27 + 0,6 \text{Re}_{12}^{0,67} \text{Pr}_1^{1/3} & (\text{Re}_{12} > 200), \end{cases} \quad \text{Re}_{12} = \frac{2r\rho_1^0 w_{12}}{\mu_1}, \quad \text{Pr}_1 = \frac{c_v \gamma_1 \mu_1}{\lambda_1}.$$

Здесь $\text{Re}_{12}, \text{Nu}_1, \text{Pr}_1$ — числа Рейнольдса, Нуссельта и Прандтля; C_μ, μ_1, λ_1 — коэффициент межфазного трения, динамическая вязкость и коэффициент теплопроводности газа; r — радиус частицы.

Как показывают теоретические и экспериментальные исследования [3], определяющим параметром силы трения дисперсной среды о стенки канала является величина осевого напряжения σ_{2*}^{11} . Силу трения слоя порошка о стенки цилиндрического канала, приведенную к единице объема, зададим в виде линейной функции от эффективного напряжения дисперсной фазы

$$\Theta(\sigma_{2*}^{11}) = 2\theta(\sigma_{2*}^{11})/R = -\text{sign}(v_2)c_\theta\sigma_{2*}^{11} \quad (c_\theta = 2A/R),$$

где R — радиус канала; A — постоянная.

Постановка задачи. В начальный момент времени $t = 0$ в полубесконечном канале (рис. 1) в области $0 \leq x < x_1$ находится горячий газ высокого давления, отделенный мембраной от порошкообразной среды, расположенной в области $x_1 \leq x < x_2$. Остальное пространство занято невозмущенным газом низкого давления. После удаления мембраны начинается совместное движение газа и частиц порошка, подлежащее расчету.

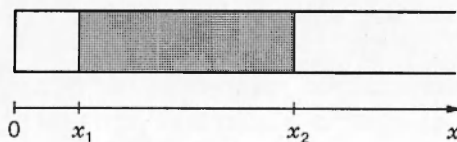


Рис. 1

Краевые условия задачи задаются следующим образом: на левой границе ($x = 0$) — условия непротекания, на бесконечности — начальные условия.

Решение поставленной задачи получено модифицированным методом крупных частиц [9], реализованным для двухскоростных двухтемпературных течений. С целью гашения осцилляций решения в зонах больших градиентов или малых (нулевых) скоростей по обеим фазам вводились псевдовязкостные давления, аналогичные [10]. Точность вычислений контролировалась путем пересчета с уменьшенными шагами по времени и пространству, а также сравнением с известными результатами [1].

Задача решалась при следующих исходных данных: $p_h = 85$ МПа, $p_a = 0,1$ МПа, $T_{ih} = 5447$ К, $T_{ia} = 293$ К, $v_{ih} = v_{ia} = 0$, $\alpha_{10} = \alpha_{1p} = 0,23$ ($x_1 \leq x < x_2$), $\gamma_1 = 1,4$, $\mu_1 = 1,85 \cdot 10^{-5}$ Па·с, $\lambda_1 = 0,025$ Вт/(м·К), $c_v = 716$ м²/(с²·К), $R_1 = 287$ Дж/(кг·К), $\rho_2^0 = 1300$ кг/м³, $c_2 = 1066$ м²/(с²·К), $r = 300$ мкм, $a_{20} = a_{2p} = 420$ м/с, $\xi_{2T} = 0$, $x_1 = 0,07$ м, $x_2 = 0,3$ м. Нижние индексы h, p соответствуют параметрам в областях высокого и низкого давлений; R_1 — газовая постоянная.

Некоторые результаты. С целью исследования влияния сил трения на процесс метания порошкообразной среды выполнены расчеты поставленной выше задачи без трения и при наличии силового взаимодействия дисперсных частиц со стенками канала. Результаты расчетов импульсного движения газовой и дисперсной фаз для значений коэффициента $c_\theta = 0$; 50 м⁻¹ представлены на рис. 2, 3 соответственно. Сплошными кривыми 1–3 изображены профили давления (рис. 2,а; 3,а) и объемной концентрации порошка (рис. 2,б; 3,б), а штриховыми линиями 1–3 — эффективные напряжения в дисперсной фазе для моментов времени 0,1, 0,2 и 0,3 мс.

Как видно из сравнения приведенных результатов расчетов, наличие трения приводит к ослаблению ударной волны, распространяющейся по «скелету» порошка, причем в за-

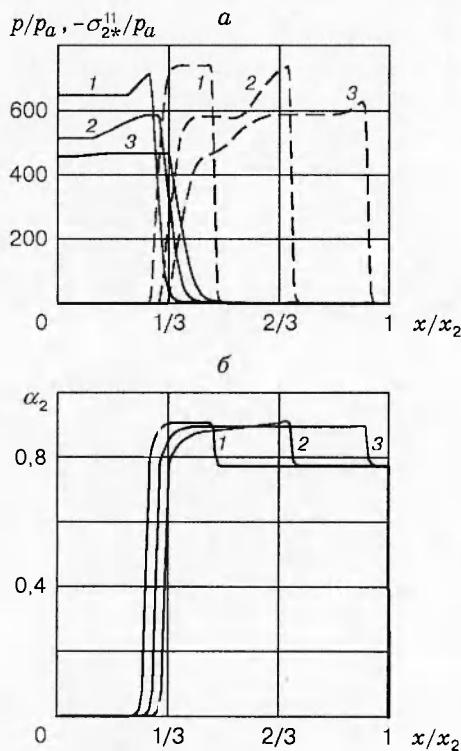


Рис. 2

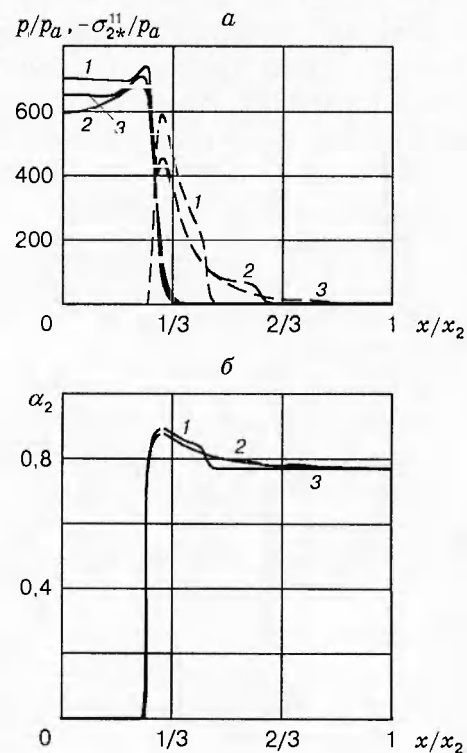


Рис. 3

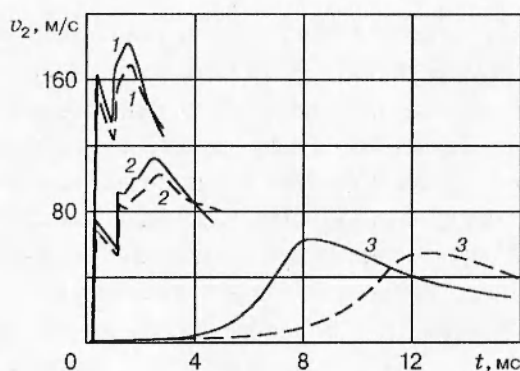


Рис. 4

висимости от начальной интенсивности ударной волны и величины c_θ могут возникнуть два качественно различных характера движения газодисперсной среды. Существенно волновой режим характерен для случаев метания порошка без трения [1] или при малых c_θ , когда к правой границе $x = x_2$ (см. рис. 1) «подходит» ударная волна достаточно большой интенсивности. В этом случае начальный разгон дисперсных частиц происходит в отраженной волне разгрузки (рис. 4). Сплошными кривыми 1 и 2 показаны изменения скорости порошка во времени в сечении $x = x_2$ при его движении без трения и при $c_\theta = 10 \text{ м}^{-1}$ соответственно.

В случае интенсивного силового взаимодействия частиц со стенками канала ($c_\theta = 50 \text{ м}^{-1}$) происходит существенное ослабление ударной волны (штриховая кривая 3 на рис. 3,а) и фактически заклинивание (в течение определенного промежутка времени) в канале порошкообразной пробки (сплошная кривая 3 на рис. 4), через которую происходит фильтрация газа из камеры высокого давления. На рис. 4 видно, что передний фронт начинает двигаться с задержкой по времени (сплошные и штриховые кривые 3), существенно превышающей время прихода ударной волны (сплошные и штриховые кривые 1, 2) для случаев малого трения. При этом режиме существенную роль в начальном разгоне порошка играет силовое межфазное взаимодействие, что подтверждается расчетами для другого радиуса дисперсной частицы ($r = 100 \text{ мкм}$). На рис. 4 эти результаты представлены штриховыми линиями 1–3 для коэффициентов трения $c_\theta = 0; 10; 50 \text{ м}^{-1}$ соответственно. При одинаковых начальных условиях и увеличении коэффициента трения наблюдается эффект автомодельности скорости метания порошка в выходном сечении ($x = x_2$) по трению. Иными словами, существенное изменение коэффициента трения приводит к малому изменению скорости дисперсных частиц.

Таким образом, на основе предложенной математической модели плоского одномерного совместного движения газовой и дисперсной фаз с учетом трения последней о стенки канала численно исследован процесс метания порошка. Установлено, что в зависимости от начальных условий в камере высокого давления и величины коэффициента трения возможно существование двух качественно различных режимов движения. Обнаружен эффект автомодельности скорости метания порошка в выходном сечении по трению.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ивандаев А. И., Кутушев А. Г., Рудаков Д. А. Численное исследование метания слоя порошка сжатым газом // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 4. С. 63–70.
2. Захматов В. Д. Импульсный струйный газодисперсный поток // Физика горения и взрыва. 1994. Т. 30, № 3. С. 69–75.

3. Рахматуллин Х. А., Сагомоян А. Я., Алексеев Н. А. Вопросы динамики грунтов. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1964.
4. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Ч. 1.
5. Gough P. S., Zwartst F. J. Modeling heterogeneous two-phase reacting flow // AIAA J. 1979. V. 17, N 1. P. 17-25.
6. Bernecker R. R., Price D. Studies the transition from deflagration to detonation in granular explosives // Combust. Flame. 1974. V. 22. P. 111-170.
7. Стернин Л. Е., Маслов Б. П., Шрайбер А. А., Подвысоцкий А. М. Двухфазные моно- и полидисперсные течения газа с частицами. М.: Машиностроение, 1980.
8. Чудновский А. Ф. Теплообмен в дисперсных средах. М.: Гостехтеоретиздат, 1954.
9. Садин Д. В. Модифицированный метод крупных частиц для расчета нестационарных течений газа в пористой среде // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1996. Т. 36, № 10. С. 158-164.
10. 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.

Поступила в редакцию 21/VII 1998 г.
