

УДК 532.529

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ДВУХФАЗНОЙ СТРУИ СО СЛОЕМ ДИСПЕРСНОЙ СРЕДЫ

Д. В. Садин, К. Н. Егоров

Военный инженерно-космический университет им. А. Ф. Можайского,
197082 Санкт-Петербург

Проведено численное моделирование процесса истечения двухфазной струи из цилиндрического канала в ограниченный слой дисперсной среды на основе уравнений механики гетерогенных сред с учетом различия скоростей, температур и напряжений фаз. Выявлен эффект сепарации газовой и дисперсной фаз в слое, подтверждаемый экспериментом. Сравнение с аналогичным случаем истечения газа при равных начальных давлениях показало, что при взаимодействии со слоем дисперсной среды двухфазная струя обладает более длительным импульсом и направленностью.

Введение. В последнее время двухфазные потоки находят широкое применение как в традиционных областях техники (пневмотранспорт, при тушении пожаров [1, 2]), так и в новых (приведение в движение исполнительных элементов приводов, не требующих специального уплотнения [3, 4]).

Целью данной работы является изучение истечения двухфазной среды, находящейся в начальный момент в состоянии, близком к плотной упаковке, в ограниченный слой дисперсной среды. Рассматривается случай мягких сред, которыми являются слабосцементированные пески и грунты, залегающие на поверхности.

Постановка задачи. Будем рассматривать двухфазную среду при известных допущениях [5] в рамках модели пористой среды, насыщенной газом, в случае достаточно большой концентрации (одна из возможных плотных упаковок). В разреженном состоянии среда представляется в виде газ — псевдогаз частиц [4]. Движение двухфазной смеси может быть описано едиными во всей области интегрирования уравнениями сохранения массы, импульса и энергии

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \nabla \cdot \rho_i \mathbf{v}_i = 0,$$

$$\frac{\partial \rho_1 \mathbf{v}_1}{\partial t} + \nabla \rho_1 (\mathbf{v}_1 \mathbf{v}_1) + \beta_1 \nabla p + (1 - \beta_2)(\nabla p_d - \nabla \sigma_f) = -\beta_3 \mathbf{F}_\mu + \beta_3 \rho_1 \mathbf{g} + (1 - \beta_2)(\rho_1 + \rho_2) \mathbf{g},$$

$$\frac{\partial \rho_2 \mathbf{v}_2}{\partial t} + \nabla \rho_2 (\mathbf{v}_2 \mathbf{v}_2) + (1 - \beta_1) \nabla p + \beta_2 (\nabla p_d - \nabla \sigma_f) = \beta_3 \mathbf{F}_\mu - \beta_3 \rho_1 \mathbf{g} + \beta_2 (\rho_1 + \rho_2) \mathbf{g},$$

$$\frac{\partial \rho_2 u_2}{\partial t} + \nabla \cdot \rho_2 u_2 \mathbf{v}_2 = Q + H_{sh},$$

$$\frac{\partial \rho_2 k_2}{\partial t} + \nabla \cdot \rho_2 k_2 \mathbf{v}_2 + p_d \nabla \cdot \mathbf{v}_2 = H_\mu^{(t)} - H_{sh} - H_\mu, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_1 E_1 + \rho_2 E_2) + \nabla \cdot [\rho_1 E_1 \mathbf{v}_1 + \rho_2 E_2 \mathbf{v}_2 + p(\alpha_1 \mathbf{v}_1 + \alpha_2 \mathbf{v}_2) + p_d \mathbf{v}_2 - \sigma_f \mathbf{v}_2] = \rho_1 \mathbf{g} \cdot \mathbf{v}_1 + \rho_2 \mathbf{g} \cdot \mathbf{v}_2,$$

$$\rho_i = \rho_i^0 \alpha_i \quad (i = 1, 2), \quad E_1 = u_1 + v_1^2/2, \quad E_2 = u_2 + k_2 + v_2^2/2,$$

$$\beta_1 = \frac{\alpha_1(2 + \chi_m \rho_1^0 / \rho_2^0)}{2 + \chi_m(\alpha_2 + \alpha_1 \rho_1^0 / \rho_2^0)}, \quad \beta_2 = \frac{2 + \chi_m \alpha_2}{2 + \chi_m(\alpha_2 + \alpha_1 \rho_1^0 / \rho_2^0)}, \quad \beta_3 = \frac{2}{2 + \chi_m(\alpha_2 + \alpha_1 \rho_1^0 / \rho_2^0)}.$$

Здесь и далее нижние индексы 1 и 2 соответствуют параметрам несущей и дисперсной фаз, верхний индекс 0 — истинным значениям плотности; ∇ — оператор Гамильтона; α_i , ρ_i , \mathbf{v}_i , E_i , u_i , p , p_d , σ_f , k_2 , \mathbf{g} — объемная доля, приведенная плотность, вектор скорости, полная и внутренняя энергии единицы массы i -й фазы, давление газа, эффективное давление, обусловленное хаотическим движением частиц, тензор эффективных напряжений, пульсационная энергия единицы массы дисперсной фазы, вектор ускорения свободного падения; \mathbf{F}_μ , Q , $H_\mu^{(t)}$, H_μ , H_{sh} — вязкая составляющая силы межфазного взаимодействия, мощность теплообмена между газом и частицами, мощность генерации энергии хаотического движения частиц за счет вихревого обтекания, диссипация вязкая и диссипация, обусловленная неупругими столкновениями; χ_m — коэффициент, учитывающий влияние множества частиц и несферичности их формы на силу присоединенных масс ($\chi_m = 1$ для сферических частиц); t — время.

Для замыкания системы (1) используем уравнения состояния идеального калорически совершенного газа

$$p = (\gamma_1 - 1)\rho_1^0 u_1, \quad u_1 = c_v T_1$$

и несжимаемых твердых частиц

$$u_2 = c_2 T_2, \quad \{\gamma_1, c_v, c_2, \rho_2^0\} \equiv \text{const},$$

уравнение межфазных связей в виде обобщенного закона Гука для насыщенной пористой среды [5]

$$\sigma_f^{kl} = \alpha_2 [\lambda_f^{(\sigma)} \varepsilon_2^{mm} \delta^{kl} + 2\mu_f^{(\sigma)} \varepsilon_2^{kl} + \nu_f^{(\sigma)} p \delta^{kl}] \quad \text{при} \quad \alpha_2 \geq \bar{\alpha}_2,$$

а также уравнения псевдогаза частиц [4]

$$p_d = (2/3)G(\alpha_2)\rho_2 k_2 \quad \text{при} \quad \alpha_2 < \bar{\alpha}_2, \quad G(\alpha_2) = 1/[1 - (\alpha_2/\bar{\alpha}_2)^{1/3}].$$

Здесь T_1 , T_2 — температура несущей фазы и частиц; γ_1 , c_v — показатель адиабаты и удельная теплоемкость газа при постоянном объеме; c_2 — удельная теплоемкость частиц; ε_2 — тензор макродеформации второй фазы; $\lambda_f^{(\sigma)}$, $\mu_f^{(\sigma)}$, $\nu_f^{(\sigma)}$ — характеристики пористой упругой среды, определяемые в соответствии с [5, 6]; $G(\alpha_2)$ — поправочная функция Энского, описывающая увеличение столкновений в “концентрированном” газе по сравнению с разбавленным; $\bar{\alpha}_2$ — концентрация частиц, соответствующая плотной упаковке.

Интенсивности межфазного трения и теплообмена \mathbf{F}_μ , Q задаются на основе известных и апробированных для рассматриваемого класса задач эмпирических соотношений [5, 7, 8]. Осредненные мощности межфазного и межчастичного энергообмена $H_\mu^{(t)}$, H_μ , H_{sh} используются в виде [4].

Рассматриваются следующие задачи. В начальный момент времени цилиндрический канал длиной $L = 0,8$ м и диаметром $D = 0,1$ м заполнен неподвижным газом высокого давления (первая задача) и частицами (вторая задача), находящимися в состоянии, близком к плотной упаковке (насыпное состояние). Камера высокого давления отделена от окружающей среды мембраной. Канал расположен под слоем сыпучей среды на глубине $H = 0,4$ м от поверхности. В момент времени $t = 0$ мембрана убирается. Требуется исследовать течение при $t > 0$.

Задачи решались при следующих исходных данных: $p_0 = 1$ МПа, $p_a = 0,1$ МПа, $T_{i0} = T_{ia} = 293$ К, $\alpha_{20} = \alpha_{2a} = 0,5$, $\gamma_1 = 1,4$, $c_v = 716$ м²/(с²·К), $c_2 = 710$ м²/(с²·К), диаметр частиц $d = 100$ мкм, $\rho_2^0 = 2600$ кг/м³, $\bar{\alpha}_2 = 0,63$, нижние индексы 0, a соответствуют параметрам в камере высокого давления и вне ее. Во второй задаче полагается $\alpha_{20} = 0$.

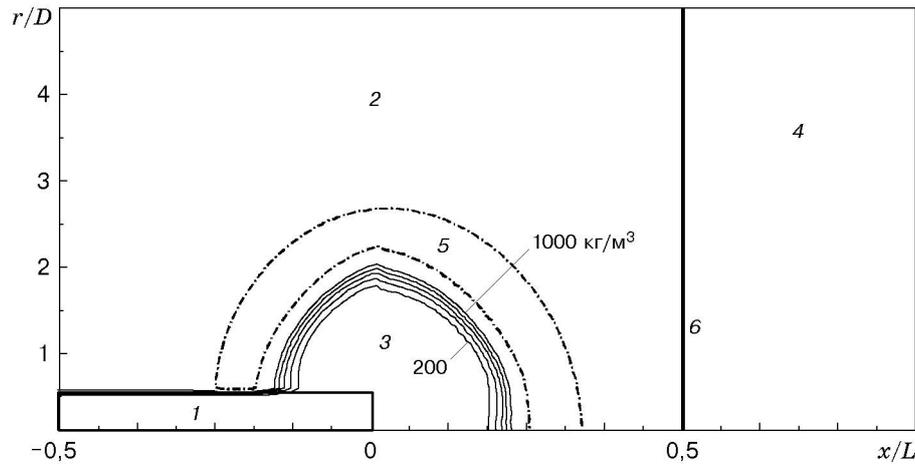


Рис. 1. Расчет истечения газа для момента времени $t = 0,01$ с при пренебрежении эффективными напряжениями:

1 — канал, 2 — дисперсная среда, 3 — каверна, 4 — газ, 5 — слой с плотной упаковкой частиц ($\alpha_2 \geq \bar{\alpha}_2 = 0,63$), 6 — граница раздела сред; сплошные линии — $\rho_2 = 200, 400, 600, 800, 1000$ кг/м³

Решение получено методом [9], в котором все источниковые слагаемые ($F_\mu, Q, H_\mu^{(t)}$ и т. д.) на первом этапе учтены неявно, что позволяет существенно повысить запас устойчивости разностной схемы. Допустимый шаг по времени для исследуемого класса двухфазных течений в 3–4 раза (а для некоторых режимов на порядок) превышает шаг по времени при явном задании межфазных взаимодействий. Более подробно этот вопрос рассмотрен в работе [10], в которой показано, что фундаментальным свойством большого класса задач волновой динамики двухскоростных двухтемпературных сред является жесткость. Учет этого свойства позволяет выделить семейство схем повышенной устойчивости.

Краевые условия задач задавались следующим образом: на стенках — условия непротекания, на бесконечности — начальные условия. Расчеты выполнялись сквозным методом без выделения разрывов в цилиндрической (с осевой симметрией) системе координат на равномерной сетке 150×50 . Результаты расчетов показали, что для уменьшения осцилляций при $\alpha_2 > \bar{\alpha}_2$ эффективные напряжения в пористой среде целесообразно дополнять искусственными вязкостными напряжениями, например типа Ландшофа.

Результаты численного моделирования. В данной работе рассматривается случай $\nu_f^{(\sigma)} \ll 1$. В соответствии с классификацией [5] такие дисперсные среды называются мягкими (пески насыпной плотности, грунты, прилегающие к поверхности). Как указывается в [5], для мягких сред во многих случаях можно пренебречь эффективными напряжениями σ_f .

Выполнены тестовые расчеты первой задачи при допущении об отсутствии взаимодействий частиц. Результаты расчетов для момента времени $t = 0,01$ с представлены на рис. 1. Ось абсцисс соответствует оси симметрии, ось ординат направлена вдоль радиуса. При истечении газа из канала 1 в слой дисперсной среды 2 формируется каверна 3, форма которой близка к сферической. В окрестности каверны образуется слой с плотной упаковкой частиц 5 (на рис. 1 штрихпунктирными линиями ограничена область концентрации частиц в слое $\alpha_2 \geq \bar{\alpha}_2 = 0,63$). Газ фильтруется через пористый слой и за счет сил межфазного трения приводит в движение частицы дисперсной среды. В дальнейшем (при $t = 0,02$ с) концентрация частиц во всей расчетной области $\alpha_2 < \bar{\alpha}_2$. Картина течения при $t = 0,05$ с показана на рис. 2. Здесь приведены поля плотности дисперсной фазы (штриховые изолинии получены при пренебрежении эффективными напряжениями, сплошные — в рамках модели (1)). Сравнение полученных результатов позволяет

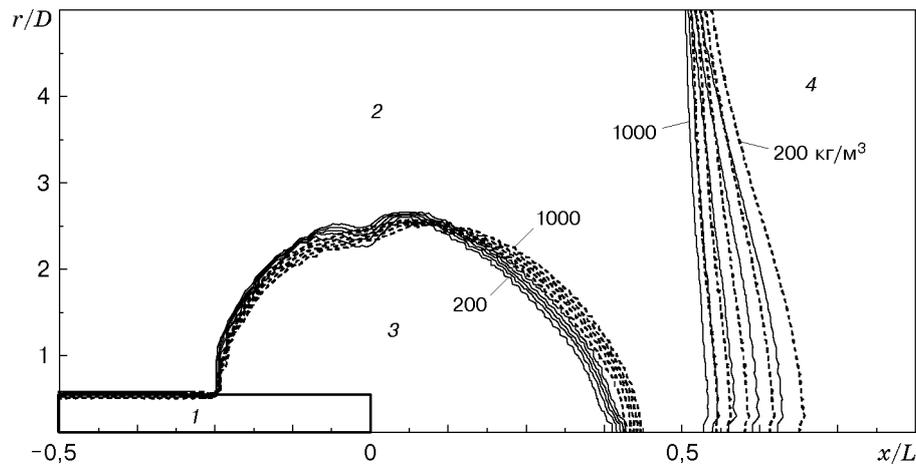


Рис. 2. Расчет истечения газа для момента времени $t = 0,05$ с при пренебрежении (штриховые линии) и с учетом (сплошные линии) эффективных напряжений (обозначения те же, что на рис. 1)

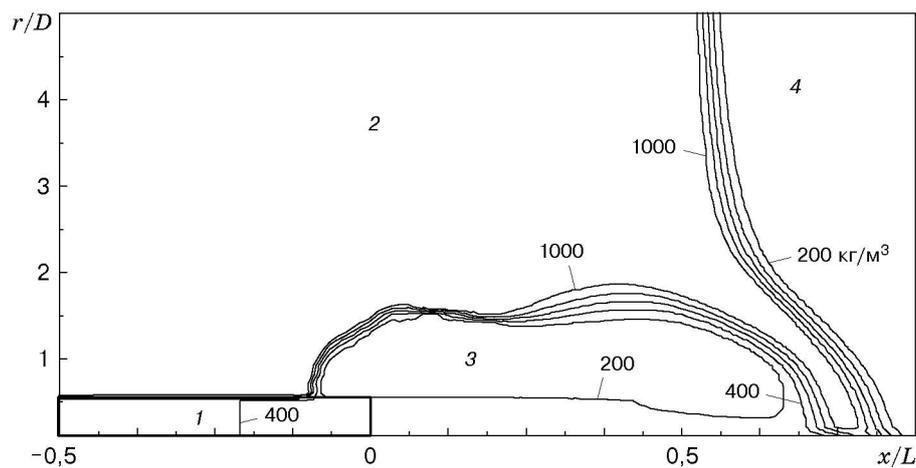


Рис. 3. Расчет истечения двухфазной смеси для момента времени $t = 0,05$ с (обозначения те же, что на рис. 1)

сделать вывод о том, что определяющим механизмом течения в мягком слое дисперсной среды является межфазное взаимодействие. Вместе с тем применение модели без учета эффективных напряжений в слое недостаточно корректно. Во-первых, на начальном этапе движения концентрация частиц в слое $\alpha_2 > 0,8$ превышает предельно возможную тетраэдрическую упаковку $(\bar{\alpha}_2)_{tet} \approx 0,74$, во-вторых, повышение начального давления в канале дает значение $\alpha_2 > 1$, т. е. проведение расчета становится невозможным.

В рамках модели двухфазной среды (1) и поставленной задачи выполнены расчеты процесса истечения газодисперсной смеси из цилиндрического канала в ограниченный слой дисперсной среды. После прорыва мембраны начинается истечение двухфазной смеси в слой, сопровождающееся образованием каверны. С течением времени происходит сепарация фаз смеси (рис. 3). На рис. 3 приведены результаты расчетов при $t = 0,05$ с. Видно, что с увеличением радиуса образуется область 3 с преобладающей объемной долей газа. Расчеты выполнялись сквозным методом, при этом граница каверны “размазывалась” от одной-двух до нескольких ячеек. Величина α_2 на периферии двухфазной струи составляет менее 1 % значения $\bar{\alpha}_2$, соответствующего плотной упаковке частиц.

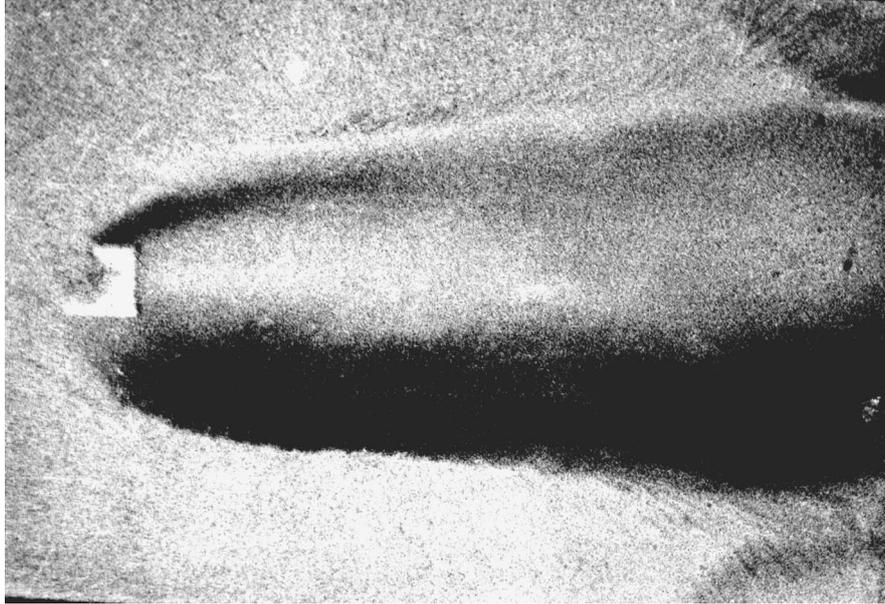


Рис. 4. Фотография газодисперсной струи, истекающей в слой кварцевого песка

Отмеченный эффект сепарации фаз подтверждается экспериментом. На рис. 4 представлена фотография газодисперсной смеси, истекающей в слой кварцевого песка. Светлые области соответствуют большей плотности частиц. В центре видна струя, окруженная темной зоной с малым содержанием частиц. Несимметричность потока обусловлена, в частности, тем, что мембрана удалялась недостаточно быстро.

Сравнение картин взаимодействия газовой и двухфазной струй со слоем показывает, что в первой задаче (см. рис. 2) каверна увеличивается быстрее и занимает больший объем. Анализ формы поверхности слоя и векторного поля скоростей указывает на более “сосредоточенное” действие газодисперсного потока. Следует отметить, что при одном и том же начальном давлении газа в канале для второй задачи исходное значение внутренней энергии газа в $1/\alpha_1$ раза меньше, чем для первой. Однако, по данным расчета, в области размером порядка диаметра канала при $t = 0,05$ с скорость и количество движения слоя в случае газодисперсного потока в несколько раз больше, чем в случае истечения газа.

Дополнительную информацию о процессе можно получить из анализа распределения давления газа вдоль оси симметрии при истечении двухфазной (рис. 5, *a*) и однофазной (рис. 5, *б*) струй (кривые 1 — $t = 0,0125$ с, 2 — $t = 0,0250$ с, 3 — $t = 0,0375$ с, 4 — $t = 0,0500$ с). Взаимодействие двухфазной струи со слоем имеет волновой характер и приводит к образованию характерных зон. Напротив, истечение газа имеет квазистационарный характер. Сопоставим характерные времена процессов: длительность прохождения бесконечно малого возмущения от среза до дна канала $\tau_j = L/a_j$, $j = 1, 2$ (a_j — скорость звука в двухфазной среде [1] при $j = 1$ или в газе при $j = 2$) и длительность наблюдения. С учетом приведенных выше исходных данных характерное время истечения двухфазной струи τ_1 сопоставимо со временем наблюдения, а в случае газа значение τ_2 на порядок меньше его.

В случае истечения двухфазной струи (см. рис. 5, *a*) можно выделить следующие характерные зоны. В канале ($0 \leq z \leq L = 0,8$ м) давление газа уменьшается в падающей и отраженных волнах разрежения, при этом разность давлений по отношению к атмосферному (начальному) давлению сохраняется значительно дольше, чем в случае истечения газа (см. рис. 5, *б*). При больших значениях x/L на графиках имеется “полка” в обла-

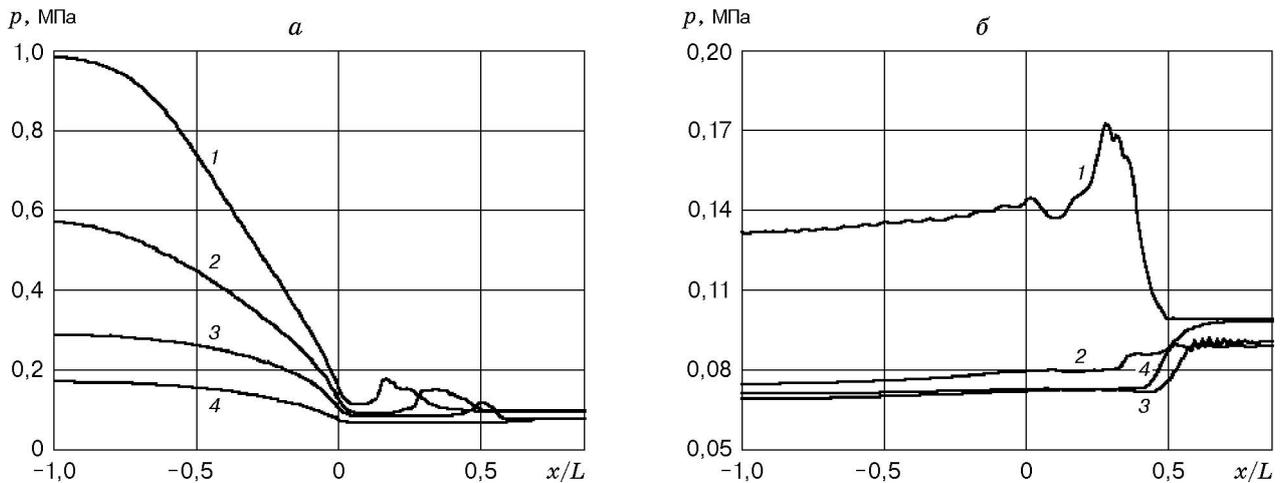


Рис. 5. Распределение давления газа вдоль оси симметрии при истечении двухфазной (а) и однофазной (б) струй:

1 — $t = 0,0125$ с, 2 — $t = 0,0250$ с, 3 — $t = 0,0375$ с, 4 — $t = 0,0500$ с

сти каверны (см. рис. 5,а). Это объясняется тем, что давление в газодисперсной струе выравнивается достаточно быстро вследствие малого по сравнению с длиной канала характерного размера. Поскольку слой сыпучей среды является проницаемым для газа, он фильтруется через слой, что характеризуется повышением давления. Наконец, над поверхностью слоя давление газа в рассматриваемые моменты времени близко к исходному.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Иванов А. С., Козлов В. В., Садин Д. В.** Нестационарное истечение двухфазной дисперсной среды из цилиндрического канала конечных размеров в атмосферу // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 1996. № 3. С. 60–66.
2. **Садин Д. В.** Численное исследование начального импульсного движения слоя порошка в канале под воздействием сжатого газа // ПМТФ. 1999. Т. 40, № 6. С. 122–127.
3. **Садин Д. В., Скляр В. А.** Приближенный расчет метания массивного тела без уплотняющей прокладки потоком двухфазной среды // Физика горения и взрыва. 1998. Т. 34, № 3. С. 117–120.
4. **Садин Д. В.** Расчет метания цилиндрического тела нестационарным потоком двухфазной среды // Физика горения и взрыва. 1999. Т. 35, № 5. С. 138–144.
5. **Нигматулин Р. И.** Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978.
6. **Ляхов Г. М., Покровский Г. И.** Взрывные волны в грунтах. М.: Госгортехиздат, 1962.
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.** Метод расчета волновых гетерогенных течений с интенсивным межфазным взаимодействием // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1998. Т. 38, № 6. С. 1033–1039.
10. **Садин Д. В.** Основы теории моделирования волновых гетерогенных процессов. СПб.: Воен. инж.-косм. ун-т, 2000.

Поступила в редакцию 28/III 2000 г.,
в окончательном варианте — 21/III 2001 г.