

УДК 66.096.5

## РАСЧЕТ РАСШИРЕНИЯ СЛОЯ ДИСПЕРСНОГО МАТЕРИАЛА ПРИ ЕГО ИМПУЛЬСНОМ ПСЕВДООЖИЖЕНИИ

А. В. Федоров, И. А. Федорченко, М. С. Василишин\*,  
А. Г. Карпов\*, О. С. Иванов\*

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН,  
630090 Новосибирск

\* Институт проблем химико-энергетических технологий СО РАН, 659322 Бийск  
E-mail: fedorov@itam.nsc.ru

Выполнено экспериментальное и численное исследование импульсного псевдоожигения слоя дисперсного материала. Проведено математическое моделирование данного процесса в рамках подходов механики гетерогенных сред на основе экспериментального исследования зависимости высоты подъема слоя от перепада давления на нем. Численно получена детальная динамическая картина течения, соответствующая одному импульсу экспериментальной установки, найдены распределения скоростей и давлений внутри слоя и определена максимальная высота подъема слоя. Показано, что полученные результаты удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными по высоте подъема в зависимости от перепада давлений.

**Ключевые слова:** псевдоожигение, численное моделирование, эксперимент, течение многофазной среды.

**Введение.** Технологии псевдоожигения слоев мелких частиц и гранул различных материалов применяются в течение длительного времени (например, для транспортировки зерновых продуктов питания, обогащения горных пород, осушения порошков различного типа и т. п.). Псевдоожигение зернистого материала восходящим потоком газа как особый технологический прием получило широкое распространение в различных отраслях промышленности [1–3]. Это объясняется уникальной способностью взвешенных в потоке частиц к саморегулированию гидравлических характеристик слоя и поддержанию постоянного уровня потерь напора при изменении скорости газа, проходящего через технологический аппарат. При этом появляется возможность значительно увеличивать площадь поверхности контактирующих фаз без существенного увеличения общего гидравлического сопротивления аппарата.

Кроме того, в кипящем (псевдоожигенном) слое обычно наблюдается интенсивное перемешивание дисперсной твердой фазы, обладающей большой объемной теплоемкостью, что способствует выравниванию температуры во всем объеме технологического аппарата, а также обеспечивает большие значения коэффициентов теплоотдачи от погруженных в слой теплообменных поверхностей [4, 5].

---

Работа выполнена в рамках Интеграционного проекта СО РАН № 14 и при финансовой поддержке Совета по грантам Президента РФ для государственной поддержки молодых российских ученых (грант № МК-393.2011.1).

© Федоров А. В., Федорченко И. А., Василишин М. С., Карпов А. Г., Иванов О. С., 2012

Однако практическая реализация ряда технологических процессов в кипящем слое неэффективна и даже невозможна вследствие ограничений по скорости газа, каналообразования, значительного уноса частиц и истирания, характерных для материалов группы С (по классификации Д. Гелдарта) [6, 7].

В значительной степени указанные недостатки преодолеваются при использовании пульсирующего слоя [8–10], т. е. состояния дисперсного материала, при котором он подвергается воздействию восходящего прерывистого газового потока со скоростью, достаточной для его псевдооживления. Применение такого метода межфазного взаимодействия позволяет предотвращать стабильный канальный проскок газа через слой, улучшать перемешивание твердой фазы и создавать условия для осуществления эффективного межфазного тепло- и массообмена.

Вместе с тем для обоснованного расчета и проектирования аппаратов, в которых используется пульсирующий слой, необходима достоверная информация о влиянии основных параметров процесса (частоты пульсаций, скважности импульса, скорости, при которой начинается псевдооживление) на степень расширения слоя, его гидравлическое сопротивление и т. п. Получение такой информации возможно как в результате проведения комплекса испытаний модельной установки, так и путем создания адекватной математической модели пульсирующего слоя, учитывающей специфические условия контактирования сплошной и дисперсной фаз, а также рабочего тела со стенками установки.

С точки зрения моделирования процесса при взвешивании частиц твердых материалов в газе или жидкости за счет фильтрации несущего компонента сквозь слой образуется новая среда, обладающая свойствами газовой фазы, но в то же время в ней имеют место эффекты межфазного взаимодействия и взаимодействия частиц твердой фазы. В настоящее время для описания течений сред такого типа применяются как подходы статистической механики, так и континуальный подход, используемый в механике жидкости и газа. Описание поведения течений гранулированных сред в рамках модели молекулярной динамики требует существенных вычислительных затрат при расчете движения достаточно большого количества частиц. На основе континуального подхода, в рамках которого смесь представляется в виде взаимодействующих континуумов фаз, задача может быть решена в реальном масштабе. В то же время при использовании данного метода требуется адекватное описание сил, действующих внутри и между фазами, а также их корректное предсказание вычислительными методами.

В настоящей работе с использованием модели механики гетерогенных сред (в частности, гранулированных сред) и ее численной реализации рассматривается нестационарная задача о псевдооживлении слоя мелких частиц нитрата натрия ( $\text{NaNO}_3$ ) воздухом. Создание физико-математической модели данного явления обусловлено необходимостью сопровождения и прогнозирования экспериментальных исследований. Моделирование проводится на основе уравнений двухскоростной двухтемпературной механики с учетом сил межфазного взаимодействия, теплообмена, а также межгранулярного (хаотического) взаимодействия частиц. Результаты расчетов сопоставляются с экспериментальными данными.

**Экспериментальная установка.** Опыты по импульсному псевдооживлению дисперсного материала (кристаллического нитрата натрия) проводились на установке, схема которой показана на рис. 1, а. Основным элементом установки является цилиндрическая рабочая камера с внутренним диаметром, равным 0,1 м, и высотой 0,5 м, выполненная из кварцевого стекла. Камера снабжена комплектом сменных газораспределительных решеток, доля площади “живого” сечения которых составляет 10, 15 и 20 %. Непосредственно на решетке находится слой дисперсного материала.

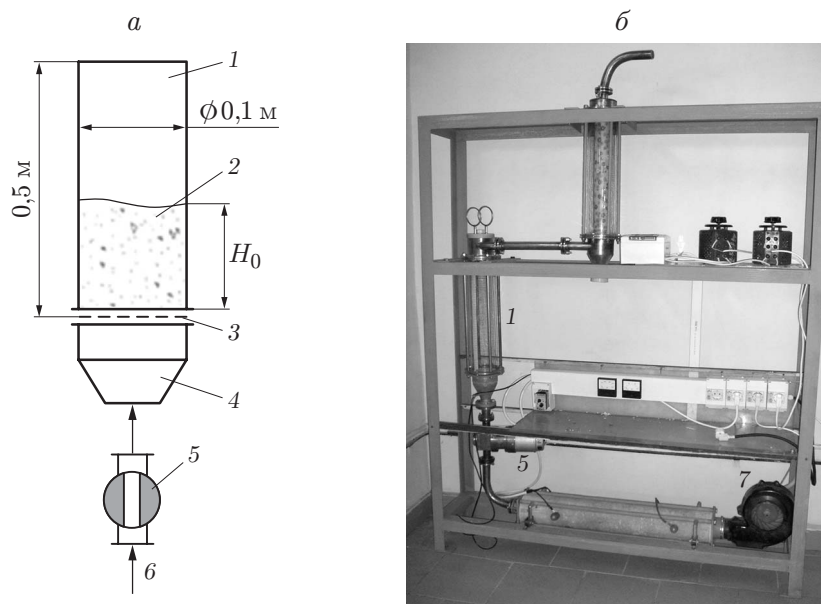


Рис. 1. Схема (а) и общий вид (б) экспериментальной установки:

1 — рабочая камера; 2 — материал; 3 — газораспределительная решетка; 4 — газоподводящий узел; 5 — клапан-пульсатор; 6 — воздух для псевдоожижения; 7 — воздуходувка

Псевдоожижающий агент (воздух) подается в рабочую камеру от воздуходувки (рис. 1, б). Прерывистая (импульсная) подача воздуха обеспечивается электромеханическим клапаном-пульсатором роторного типа, при этом частота пульсаций может изменяться от 0,5 до 15,0 Гц при постоянной скважности (отношении времени, в течение которого клапан открыт, к периоду действия), равной 0,5. Газоподводящий узел установки позволяет изменять его объем в диапазоне  $(1,3 \div 1,5) \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$ .

Установка снабжена приборами, регистрирующими основные параметры импульсного псевдоожижения слоя дисперсного материала. В ходе опытов с помощью образцового манометра контролировалось давление воздуха в напорной магистрали (перед клапаном-пульсатором). Расход воздуха измерялся термоанемометром TESTO-425. Суммарное гидравлическое сопротивление решетки и находящегося на ней материала определялось с помощью дифференциального манометра, заборные трубки которого находились под газораспределительной решеткой и в стенке рабочей камеры. Расширение слоя оценивалось визуально по мерной линейке, установленной на стенке рабочей камеры.

При движении воздуха из газодувки в рабочую камеру при открытом клапане-пульсаторе в канале имеют место гидравлические потери, обусловленные изменениями площади сечения и направления канала, а также потери давления на клапане вследствие расширения потока на входе в газоподводящий узел, а затем и на газораспределительной решетке. Поскольку оценки данных потерь не проводились, точное значение давления в потоке воздуха под слоем частиц определялось расчетным методом.

**Физико-математическая модель.** Сформулированная выше задача о псевдоожижении в камере экспериментальной установки решалась с помощью пакета ANSYS Fluent 12.0 в нестационарной двумерной постановке с учетом гравитации и межгранулярного давления на основе неявной схемы по времени.

Для моделирования течения двухфазной смеси частиц  $\text{NaNO}_3$  и воздуха применялся неравновесный по скоростям и температурам подход механики гетерогенных сред с учетом межгранулярного взаимодействия частиц. Перфорированная газораспределительная

решетка, предназначенная для отделения слоя частиц от газораспределительного узла (см. рис. 1, *a*), моделировалась областью, заполненной пористым материалом, т. е. добавлением источников члена в уравнения импульса для учета гидравлического сопротивления решетки.

Использовались следующие основные уравнения сохранения массы, импульса и энергии, записанные для каждой фазы:

— уравнения неразрывности газовой и твердой фаз

$$\frac{\partial}{\partial t} (m_i \rho_{ii}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (m_i \rho_{ii} u_{ij}) = 0; \quad (1)$$

— уравнения сохранения импульса газовой фазы

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (m_1 \rho_{11} u_{1k}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (m_1 \rho_{11} u_{1j} u_{1k}) = \\ = -m_1 \frac{\partial p}{\partial x_k} + \frac{\partial \tau_{1,kj}}{\partial x_j} + m_1 \rho_{11} g_k + R_{21,k} + m_1 \frac{C_2 \rho}{2\gamma} |u_{1k}| u_{1k}; \end{aligned} \quad (2)$$

— уравнения сохранения импульса твердой фазы

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (m_2 \rho_{22} u_{2k}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (m_2 \rho_{22} u_{2j} u_{2k}) = -m_2 \frac{\partial p}{\partial x_k} - \frac{\partial p_s}{\partial x_k} + \frac{\partial \tau_{2,kj}}{\partial x_j} + \\ + m_2 \rho_{22} g_k + R_{12,k} + m_2 \frac{C_2 \rho}{2\gamma} |u_{2k}| u_{2k}; \end{aligned} \quad (3)$$

— уравнения энергии фаз

$$\frac{\partial}{\partial t} (m_i \rho_{ii} h_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (m_i \rho_{ii} u_{ij} h_i) = -m_i \frac{\partial p_i}{\partial t} + \tau_{i,kj} \frac{\partial u_{ij}}{\partial x_j} - \nabla q_i + \sum_{j=1}^2 Q_{ji} + \frac{Q_{sp}}{\gamma}. \quad (4)$$

Для замыкания системы используется уравнение состояния идеального газа

$$p = \rho_{11} \frac{R}{\mu_a} T_1. \quad (5)$$

Хаотическое давление твердой фазы, или межгранулярное давление, определяется кинетической составляющей и взаимодействием частиц:

$$p_s = m_2 \rho_{22} \Theta + 2\rho_{22}(1+e)m_2^2 g_0 \Theta. \quad (6)$$

В (1)–(6)  $m_i$  — объемная концентрация  $i$ -й фазы;  $\rho_{ii}$  — истинная плотность  $i$ -й фазы;  $u_{ij}$  —  $j$ -я компонента скорости  $i$ -й фазы; индексы  $i = 1, 2$  соответствуют газовой и твердой фазам;  $j = 1, 2$  — проекции вектора на оси  $x, y$  соответственно;  $h_i$  — удельная энтальпия  $i$ -й фазы;  $q_i$  — тепловой поток;  $Q_{ij}$  — теплообмен между фазами ( $Q_{ij} = -Q_{ji}$ ,  $Q_{ii} = 0$ );  $Q_{sp}$  — теплообмен между твердыми поверхностями и  $q$ -й фазой в пористой среде;  $g$  — ускорение свободного падения;  $R_{ij,k}$  —  $k$ -я проекция силы межфазного взаимодействия  $i$ -й и  $j$ -й фаз;  $p$  — давление газовой фазы;  $p_s$  — межгранулярное (хаотическое) давление;  $\Theta$  — гранулярная температура, пропорциональная кинетической энергии хаотического движения частиц;  $R$  — универсальная газовая постоянная;  $\mu_a$  — молекулярная масса воздуха;  $T_1$  — температура газа;  $e = 0,9$  — коэффициент восстановления при взаимодействии частиц;  $g_0$  — функция радиального распределения, определяющая переход от условий “сжимаемости” потока смеси  $m_2 < m_{2,\max}$ , при которых расстояние между частицами может продолжать уменьшаться, к условиям “несжимаемости”  $m_2 = m_{2,\max}$ , при которых дальнейшее уменьшение расстояния между частицами невозможно. В расчетах используется известное представление (см., например, [11])

$$g_0 = [1 - (m_2/m_{2,\max})^{1/3}]^{-1}.$$

Последний член в уравнении (3) учитывает сопротивление пористой среды (сток импульса);  $C_2$  — коэффициент инерционного сопротивления;  $\gamma$  — коэффициент пористости. При  $\gamma = 1$  течение непористое и член, учитывающий потери, отсутствует.

Выражение для тензора напряжений  $k$ -й фазы имеет вид

$$\tau_{k,ij} = m_k \mu_k \left( \frac{\partial u_{ki}}{\partial x_j} + \frac{\partial u_{kj}}{\partial x_i} \right) + m_k \left( \lambda_k - \frac{2}{3} \mu_k \right) \frac{\partial u_{kl}}{\partial x_l} \delta_{ij},$$

где  $\mu_k$ ,  $\lambda_k$  — сдвиговая и объемная вязкости соответственно.

Сила межфазного взаимодействия  $i$ -й и  $j$ -й фаз определяется по формуле  $R_{ij,k} = K_{ij}(u_{ik} - u_{jk})$ , где  $K_{ij} = K_{ji}$  — коэффициент межфазного обмена импульсами. Выражение для коэффициента обмена импульсами между газовой и твердой фазами имеет вид

$$K_{21} = \frac{3m_2 m_1 \rho_{11}}{4u_{r,p}^2 d_p} C_D \frac{\text{Re}_p}{u_{r,p}} |u_2 - u_1|,$$

где  $d_p$  — диаметр частиц; коэффициент сопротивления  $C_D$  определяется с помощью различных эмпирических зависимостей (см., например, [12, 13]);  $\text{Re}_p = \rho_{11} d_p |u_2 - u_1| / \mu_1$  — относительное число Рейнольдса [14];  $\mu_1$  — вязкость газа.

Теплообмен между газовой и твердой фазами описывается известным выражением

$$Q_{21} = h_{21}(T_2 - T_1),$$

где  $h_{21} = 6\kappa_1 m_1 m_2 \text{Nu}_p / d_p^2$  — коэффициент теплопередачи между фазами;  $\kappa_1$  — теплопроводность газовой фазы;  $\text{Nu}_p$  — число Нуссельта, вычисляемое по формуле, приведенной в [15].

Уравнение переноса для описания неизвестной функции  $\Theta$ , полученное методами кинетической теории, имеет вид [16]

$$\frac{3}{2} \left[ \frac{\partial}{\partial t} (\rho_{22} m_2 \Theta) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho_{22} m_2 u_{2,i} \Theta) \right] = (-p_s \delta_i + \tau_{2,ij}) \frac{\partial u_{2,j}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \kappa_\Theta \frac{\partial \Theta}{\partial x_i} \right) - \gamma_\Theta + \varphi_{12},$$

где первый член в правой части учитывает генерацию энергии за счет напряжений дисперсной фазы, второй — диффузионный поток гранулярной энергии, третий — диссипацию энергии за счет взаимодействия частиц, четвертый — энергообмен между твердой и газовой фазами. Коэффициент диффузии  $\kappa_\Theta$  описывается соотношением, предложенным в [17]:

$$\kappa_\Theta = \frac{15d_2 \rho_2 m_2 \sqrt{\pi} \Theta}{4(41 - 33\eta)} \left[ 1 + \frac{12}{5} \eta^2 (4\eta - 3) m_2 g_0 + \frac{16}{15\pi} (41 - 33\eta) \eta m_2 g_0 \right], \quad \eta = \frac{1 + e}{2},$$

а коэффициент диссипации — выражением

$$\gamma_\Theta = \frac{12(1 - e^2) g_0}{d_p \sqrt{\pi}} \rho_{22} m_2^2 \Theta^{3/2}.$$

Перенос кинетической энергии хаотического движения частиц от твердой фазы к газовой описывается выражением  $\varphi_{12} = -3K_{12}\Theta$  [18].

**Математическая постановка задачи.** Итак, математическое описание проблемы псевдооживления смеси восходящим потоком газа осуществляется в рамках двумерной нестационарной модели механики гетерогенных сред, изложенной выше. Расчетная схема течения приведена на рис. 2. Постановка задачи не включает изменение геометрии канала, подводющего к установке воздух. Гидравлические потери в расчетах учитываются с помощью условия соответствия экспериментального и расчетного уменьшения давления на решетке и в слое частиц.

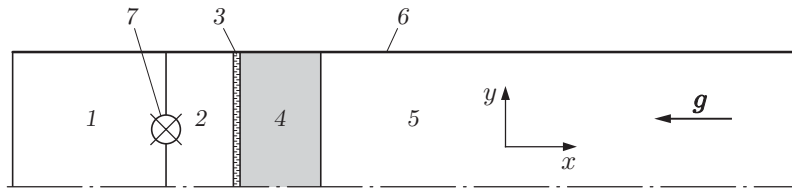


Рис. 2. Схема задачи:

1 — камера высокого давления; 2–5 — камера низкого давления (2, 5 — чистый газ; 3 — решетка; 4 — слой частиц); 6 — твердая стенка; 7 — клапан

В начальный момент времени в зоне 1 находится воздух под давлением  $p_0$ , при котором высота подъема слоя равна экспериментальному значению  $z$ . В зонах 2–5 (камера низкого давления) давление равно атмосферному. Длина зоны 2 составляет 0,2 м. В начальный момент времени рабочая среда находится в состоянии покоя. В зоне 3 с помощью пористого слоя толщиной 4 мм с заданными коэффициентами пористости и инерционных потерь моделируется наличие газораспределительной решетки с заданным просветом. В зоне 4, длина которой варьируется от 0,10 до 0,15 м, находится смесь газа и твердых частиц. Расчеты проводились при следующих параметрах частиц: объемная концентрация  $m_2 = 0,46$ , истинная плотность —  $2200 \text{ кг/м}^3$ , диаметр — 350 мкм. Сила тяжести действует в направлении, противоположном направлению оси  $x$  (см. рис. 2). В начальный момент времени диафрагма между зонами 1 и 2 разрывается (открывается клапан) и начинается движение газа и смеси.

На левой и верхней границах области задаются условия жесткой стенки (нулевая скорость для обеих фаз), на нижней границе — условие симметрии, на правой границе — неотражающие условия и атмосферное давление.

Используя формулу Козени [19]

$$\frac{\Delta p}{L} = \frac{150\mu}{d_p^2} \frac{(1 - m_1)^2}{m_1^3} u_\infty,$$

оценим скорость фильтрации газа через слой частиц. При перепаде давления  $\Delta p = 700 \text{ Па}$  (экспериментальная величина) значение скорости составляет порядка 0,4 м/с.

**Результаты расчетов.** Ниже приведены результаты анализа распределения параметров течения на оси симметрии и двумерных картин течения. Проведено сравнение этих результатов с экспериментальными данными.

*Анализ распределения параметров течения на оси симметрии.* Пусть начальное давление в камере высокого давления составляет  $p_0 = 105\,000 \text{ Па}$ , что на 3,7 % превышает давление в камере низкого давления. Для анализа волновой картины течения рассмотрим профили давления, формирующиеся на оси симметрии канала после разрыва диафрагмы (открытия клапана) (рис. 3).

При открытии клапана вправо начинает распространяться волна сжатия с амплитудой, равной 103 120 Па (сплошная кривая на рис. 3,а). В данный момент времени ( $t = 0,0005 \text{ с}$ ) волна сжатия уже частично проникла внутрь пористой вставки и в слой, поэтому ее профиль имеет изгиб в области  $x = 0$ . Влево распространяется волна разгрузки. Волна сжатия, падая на границу пористого слоя, частично отражается от нее (штриховая кривая на рис. 3,а), а частично проходит внутрь и далее сквозь слой частиц, лежащих на решетке, после чего выходит в воздушное пространство, находящееся под давлением 101 300 Па, также в виде волны сжатия (штриховая и штрихпунктирная кривые на рис. 3,а).

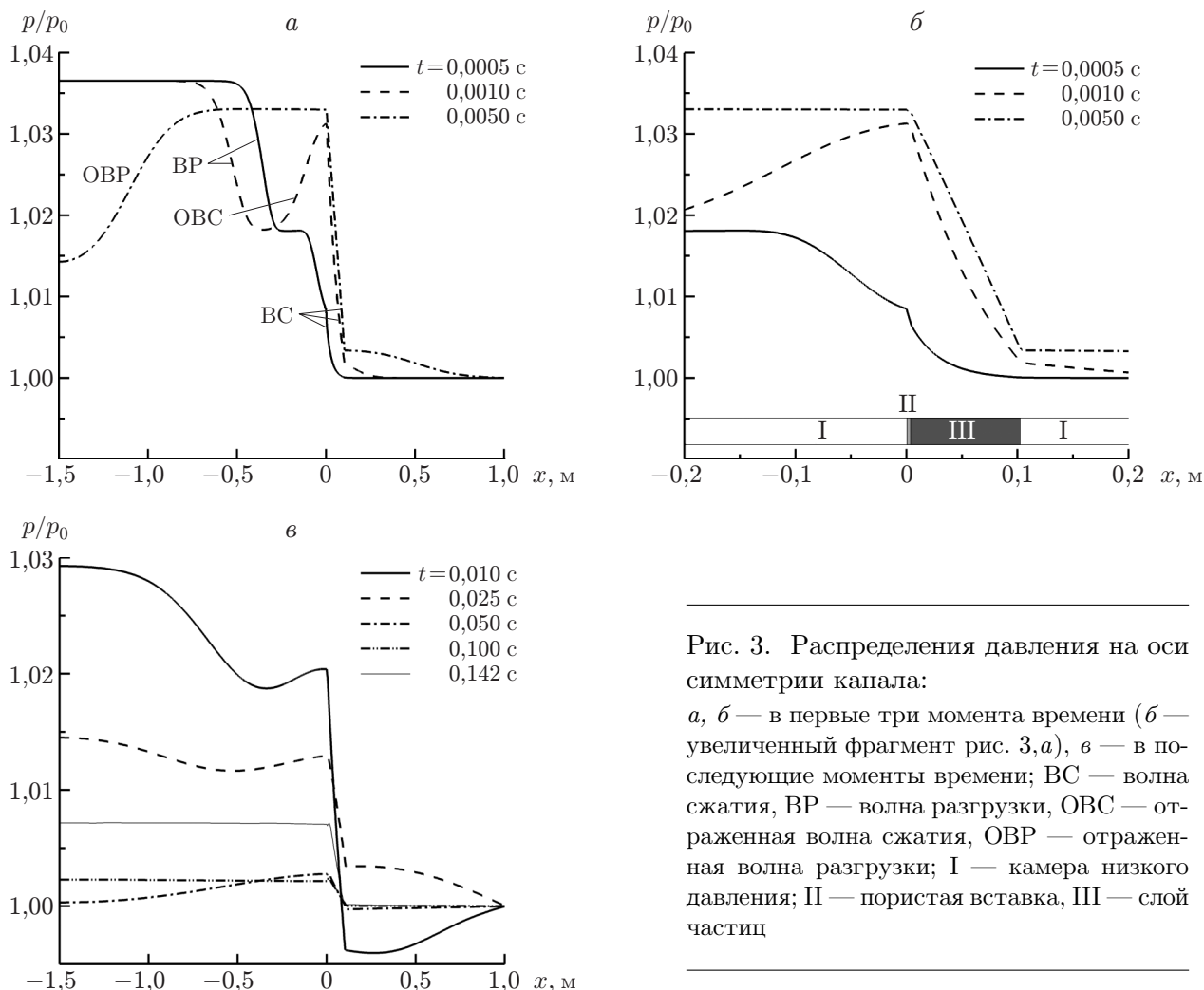


Рис. 3. Распределения давления на оси симметрии канала:  
*а, б* — в первые три момента времени (*б* — увеличенный фрагмент рис. 3,*а*), *в* — в последующие моменты времени; ВС — волна сжатия, ВР — волна разгрузки, ОВС — отраженная волна сжатия, ОВР — отраженная волна разгрузки; I — камера низкого давления; II — пористая вставка, III — слой частиц

В нижней части рис. 3,*б* показаны положения слоя частиц (область III) и пористой вставки (область II) в начальный момент времени.

Далее процесс развивается следующим образом. Волна разрежения падает на стенку и отражается от нее также в виде волны разрежения (штрихпунктирная кривая на рис. 3,*а*). Пришедшая волна разрежения уменьшает имеющуюся разность давлений (сплошная кривая на рис. 3,*в*) до 1000 Па при  $t = 0,025$  с, до 700 Па при  $t = 0,05$  с и до 200 Па при  $t = 0,1$  с. Процесс продолжается до тех пор, пока во всей области давление не выравнивается до значения, равного атмосферному давлению.

На рис. 4 показаны распределения объемной концентрации частиц  $\text{NaNO}_3$  на оси симметрии в различные моменты времени.

При входе волны сжатия в слой происходит перераспределение концентрации частиц, при этом в области задней (нижней) кромки слой поджимается и движется вверх (вправо вдоль оси  $x$ ), так же как и его правая граница, которая через некоторый промежуток времени начинает сдвигаться вправо (подниматься) (штриховая и штрихпунктирная кривые на рис. 4,*а*). Далее слой движется как единое (сплошное) тело, несмотря на то что его границы начинают “расползаться”. При этом внутри слоя происходит перераспределение объемной концентрации частиц, и между пористой вставкой и слоем образуется область с

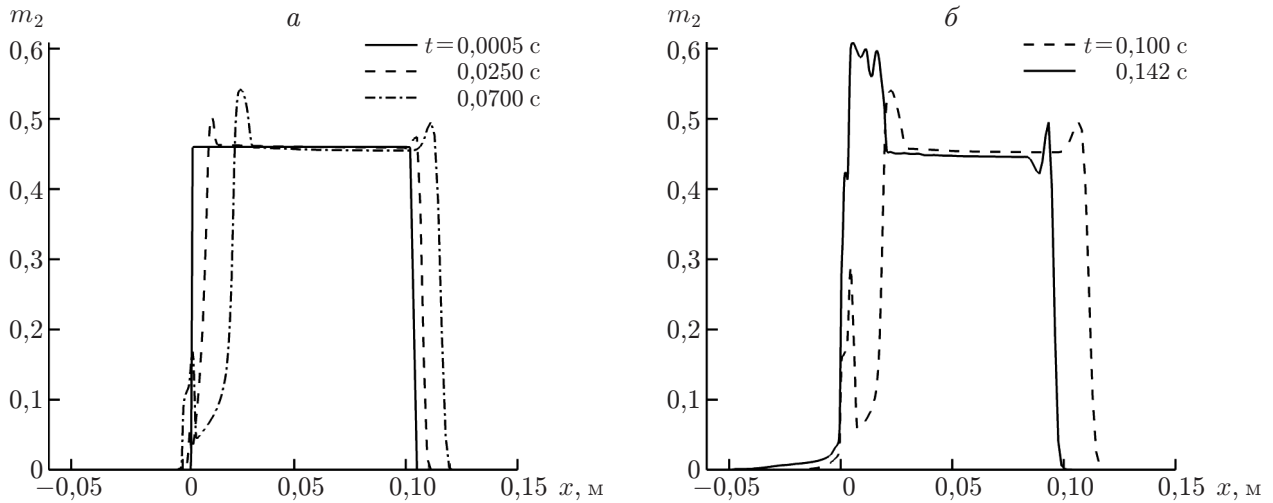


Рис. 4. Распределения объемной концентрации частиц нитрата натрия на средней линии в различные моменты времени:  
 а —  $t = 0,0005 \div 0,0700$  с; б —  $t = 0,100; 0,142$  с

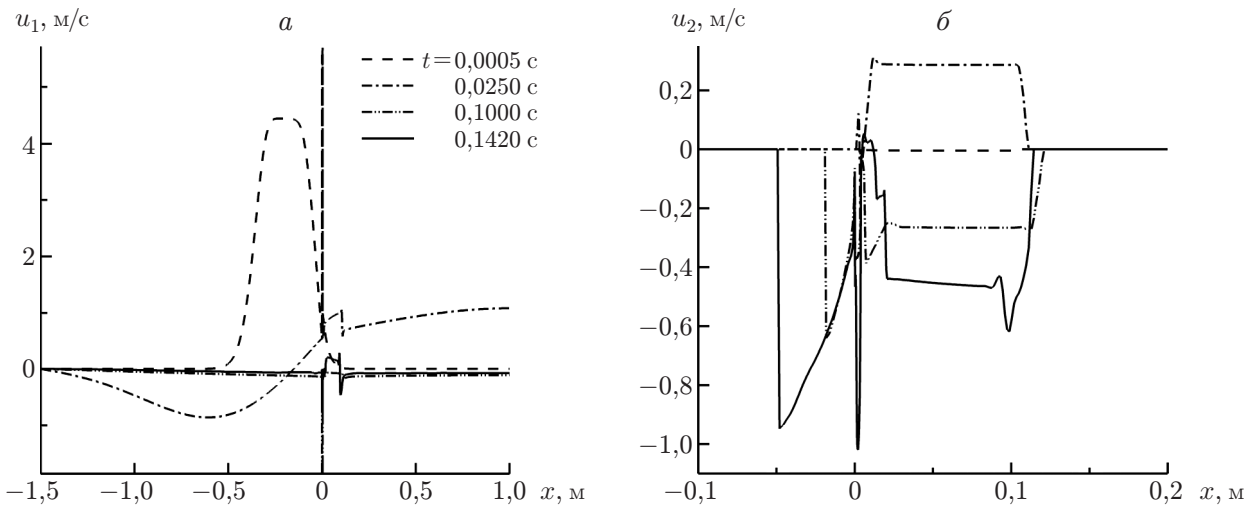


Рис. 5. Распределения скорости газовой (а) и твердой (б) фаз на оси симметрии

меньшей концентрацией частиц, т. е. воздушный пузырь. В момент времени  $t = 0,07$  с высота подъема слоя достигает максимального значения, приблизительно равного  $0,12$  м. Это означает, что толщина слоя увеличилась на  $20$  мм. В последующие моменты времени слой начинает опускаться (см. рис. 4, б).

На рис. 5 представлена зависимость продольной компоненты скорости газа и частиц на оси симметрии от координаты  $x$ . Максимальное значение продольной скорости воздуха соответствует области  $x = 0 \div 0,004$  м, в которой расположена пористая вставка, моделирующая газораспределительную решетку. Это объясняется тем, что площадь открытого сечения резко уменьшается, в результате чего увеличивается скорость при сохранении массового расхода потока. Внутри слоя в начальные моменты времени ( $t < 0,05$  с) скорость газа составляет приблизительно  $1$  м/с, а затем начинает уменьшаться, становясь отрицательной в волне разгрузки.



Скорость движения частиц не превышает 0,5 м/с и в последние из рассматриваемых моментов времени  $t = 0,100$ ;  $0,142$  с также становится отрицательной, что объясняется осаждением твердой фазы под действием силы тяжести и градиента давления. Осцилляции в окрестности верхней кромки слоя обусловлены численной неустойчивостью.

*Анализ двумерных картин течения.* Анализ представленных на рис. 6 распределений объемной концентрации на плоскости и линий тока в различные моменты времени позволяет отследить движение слоя смеси в канале (на рис. 6 приведена половина рассматриваемого канала, ось  $x$  является осью симметрии).

В начальные моменты времени (рис. 6, *а*) вблизи боковых стенок происходит уплотнение слоя частиц, что обусловлено их торможением за счет трения о стенки. При входе волны сжатия в плотную среду наблюдается повышение концентрации частиц на нижней поверхности слоя, а также его уплотнение (рис. 6, *б*). Под действием повышенного давления в камере высокого давления весь слой сдвигается вверх как единое целое. Заметим, что этот факт позволяет использовать так называемую поршневую модель. В последующие моменты слой продолжает подниматься, при этом между ним и стенкой образуются воздушные вихри, свободные от частиц. Воздушное пространство возникает также между

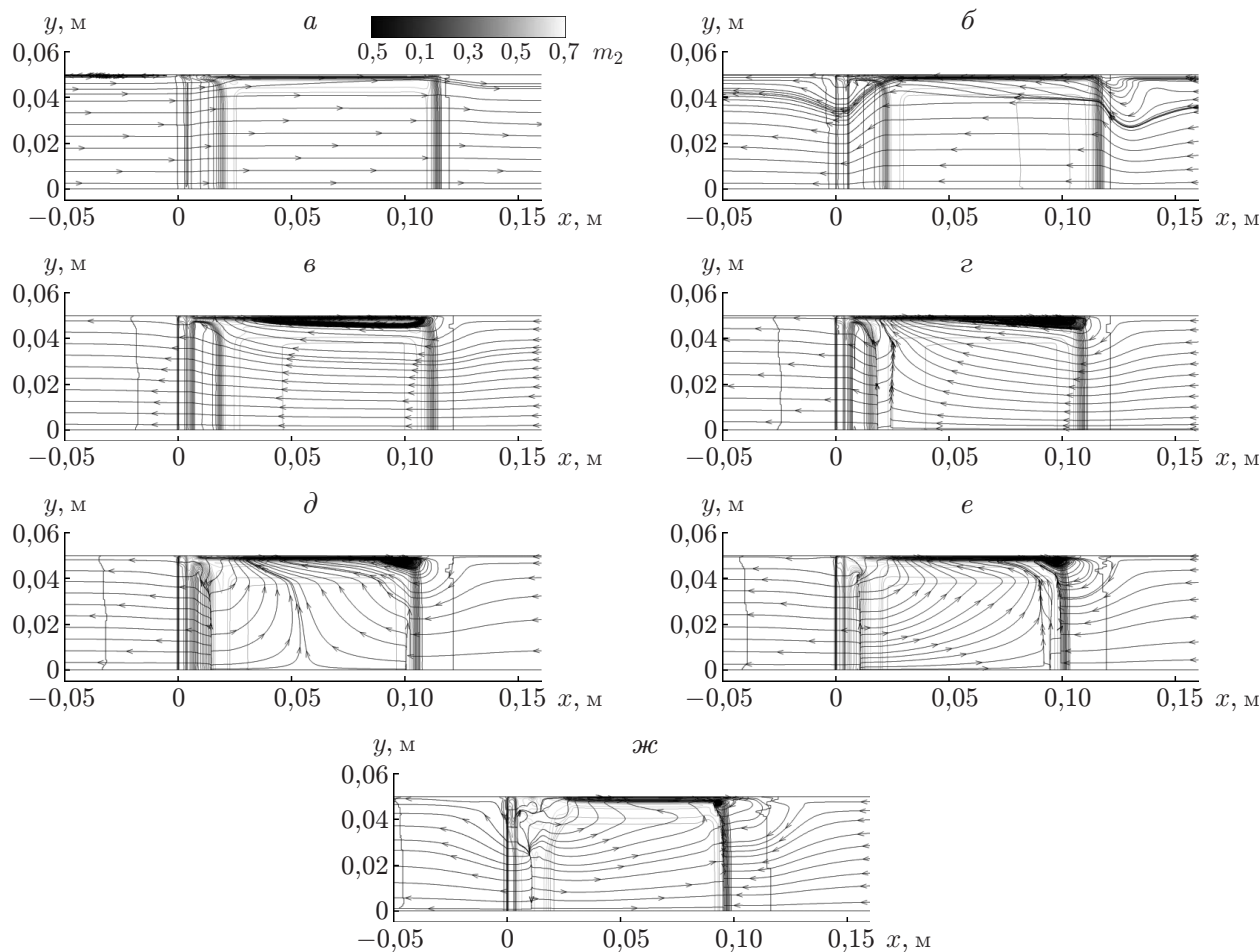


Рис. 6. Распределения объемной концентрации частиц в расчетной области и линии тока воздуха в различные моменты времени:

*а* —  $t = 0,05$  с, *б* —  $t = 0,07$  с, *в* —  $t = 0,10$  с, *г* —  $t = 0,11$  с, *д* —  $t = 0,12$  с, *е* —  $t = 0,13$  с, *ж* —  $t = 0,14$  с

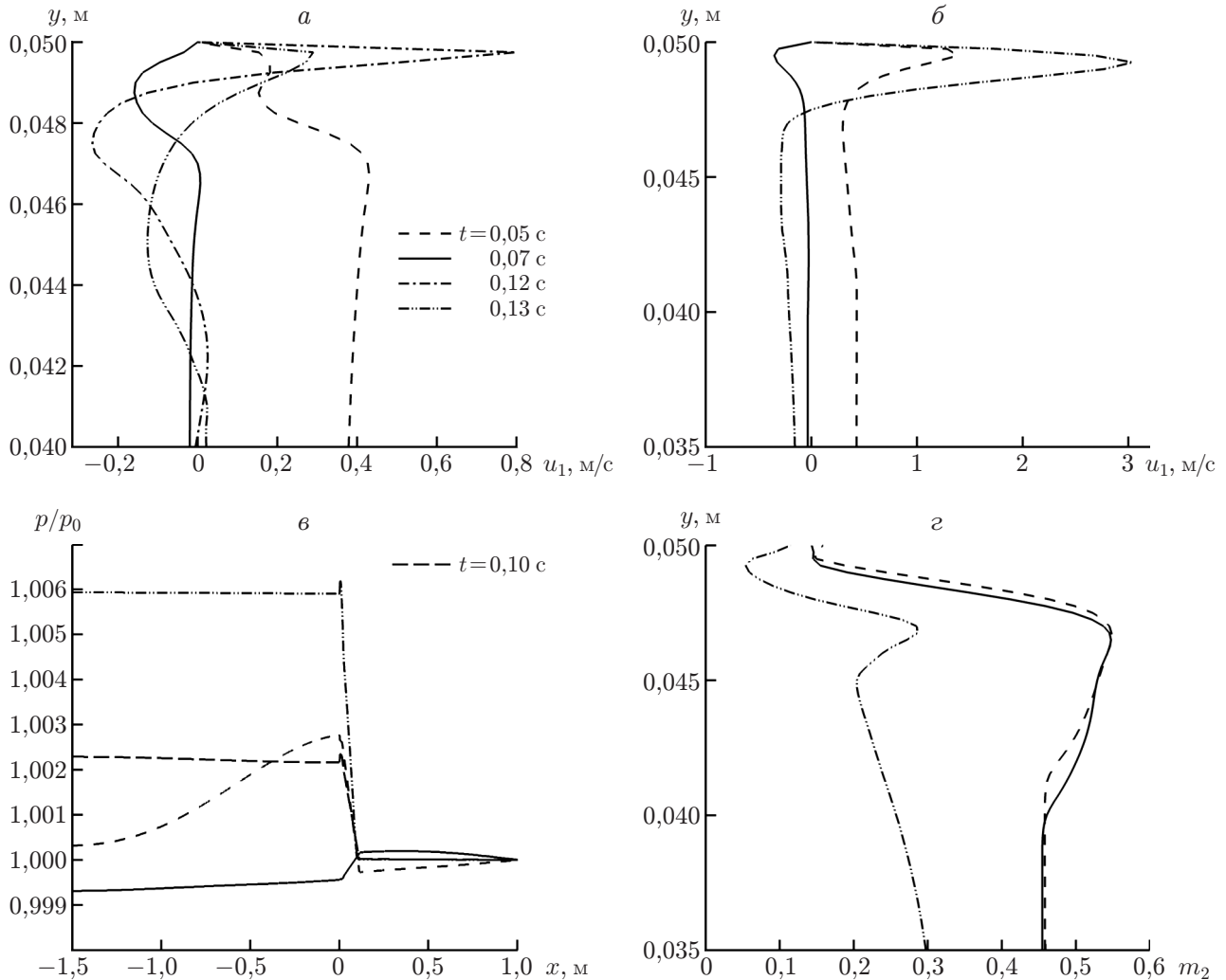


Рис. 7. Профили скорости при  $x = 0,01$  м (а) и  $x = 0,10$  м (б), давления на стенке (в) и объемной концентрации частиц (г) в различные моменты времени

пористой вставкой и нижней границей слоя, при этом образуется газовый пузырь. Нижняя область слоя частиц, примыкающая к стенке камеры, становится более плотной (за счет наличия волн сжатия), при этом весь слой частиц движется вверх (рис. 6, в, г). Достигнув максимальной высоты подъема, слой частиц начинает опускаться под действием встречного градиента давления и силы тяжести (рис. 6, д–ж). Слой уплотняется, прижимается к пористой вставке, его толщина незначительно уменьшается (см. рис. 4, б, рис. 6, ж).

Рассмотрим вихри в пристенной области течения. Линии тока газового компонента показаны на рис. 6. Анализ динамики течения позволяет сделать вывод, что вблизи стенок канала внутри слоя поток тормозится, при этом образуется вихрь. Вдоль оси симметрии расположено ядро потока. Под действием встречного градиента давления поток, в котором имеются области с различным направлением движения, разворачивается и затем затормаживается (см. рис. 6, д–ж).

На рис. 7 приведены профили давления, скорости и объемной концентрации частиц внутри слоя (в сечениях  $x = 0,01$ ;  $0,10$  м) в различные моменты времени.

На начальном этапе развития течения ( $t = 0,05$  с) продольная скорость газа, равная нулю на стенке, имеет локальный максимум в пристенной области ( $y \approx 0,0495$  м)

Расчетные и экспериментальные значения максимальной высоты подъема слоя  $h_{\max}$ 

$H$ , мм	$\Delta p$ , Па		$h_{\max}$ , мм	
	Эксперимент	Расчет	Эксперимент	Расчет
95	700	3000	116	120
120	940	3000	134	126
120	940	3400	134	134

вблизи пористой вставки (рис. 7,а) и абсолютный максимум в окрестности кромки слоя (рис. 7,б). Затем поток внутри слоя тормозится ( $t = 0,07$  с), а вблизи стенки становится отрицательным. Такое поведение скорости обусловлено действием соответствующего градиента давления, распределение которого на стенке показано на рис. 7,в. Под действием положительного градиента давления ( $t = 0,10; 0,13$  с) направление течения вблизи стенки вновь становится положительным (штрихпунктирная линия на рис. 7,б), в то время как основное течение направлено навстречу ему, что приводит к образованию пристенных вихрей.

Изменение скорости в окрестности пористой вставки, т. е. в нижней части слоя, происходит не столь интенсивно. На рис. 7,а видно, что значения скорости находятся в диапазоне  $-0,2 \div 0,8$  м/с, в то время как вблизи границы они достигают 3 м/с.

Анализ профилей объемной концентрации частиц (рис. 7,г) показывает, что в окрестности стенки формируется область, менее загруженная дисперсной фазой, т. е. частицы отесняются от стенки возникающим потоком газа и на расстоянии от поверхности, приближенно равном 3 мм, образуют более плотный слой.

*Сравнение результатов расчетов и экспериментов.* Проведены также расчеты при других значениях толщины слоя. Полученные результаты сравнивались с максимальной высотой подъема, определенной в эксперименте (см. таблицу).

Анализ результатов расчетов показывает, что при фиксированном перепаде давления с увеличением толщины слоя его максимальная высота подъема уменьшается. Это обусловлено увеличением силы тяжести ожидаемого объема материала и его инерционности. В таблице указаны начальные расчетные значения градиента давления (графа 3), которые, как описано выше, с течением времени уменьшаются, однако в эксперименте они остаются постоянными в течение одного импульса. Таким образом, со временем расчетное значение градиента давления приближается к экспериментальному значению (графа 2).

Начальный перепад давления в расчетах остается фиксированным, в то время как в экспериментах он варьируется, что обуславливает менее интенсивное замедление подъема слоя при увеличении его толщины. Расчет, проведенный для двух значений перепада давления на слое при его начальной толщине, равной 120 мм, показывает, что рост давления приводит к увеличению высоты подъема слоя. Этот результат согласуется с экспериментальными данными.

**Заключение.** Разработана и отлажена при испытаниях на модельных системах лабораторная установка, предназначенная для исследования гидродинамики пульсирующего слоя дисперсных материалов.

В рамках технологии ANSYS разработан расчетный модуль для определения полей течения смеси при псевдооживлении. В качестве примера выполнены расчеты для установки Института проблем химико-энергетических технологий СО РАН. Проведено тестирование разработанного модуля на примере определения зависимости высоты подъема слоя частиц от давления в ресивере (дувке) при заданной высоте слоя.

Проанализирована волновая структура течения в слое частиц, содержащая область вихревого течения газа вблизи ограничивающих поверхностей установки и область уплотнения континуума частиц в нижней части слоя (зона входа ожижающего агента) и вблизи стенок рабочей камеры.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Кунии Д.** Промышленное псевдоожигение / Д. Кунии, О. Левеншпиль; Под ред. М. Г. Слинько. М.: Химия, 1976.
2. **Романков П. Г.** Сушка во взвешенном состоянии / П. Г. Романков, Н. Б. Рашковская. Л.: Химия. Ленингр. отд-ние, 1979.
3. **Баскаков А. П.** Процессы тепло- и массопереноса в кипящем слое / А. П. Баскаков, Б. В. Берг, А. Ф. Рыжков и др.; Под ред. А. П. Баскакова. М.: Металлургия, 1978.
4. **Боттерил Дж.** Теплообмен в псевдоожигенном слое. М.: Энергия, 1980.
5. **Гельперин Н. И.** Псевдоожигение / Н. И. Гельперин, В. Г. Айнштейн; Пер. с англ.; под ред. Н. И. Гельперина. М.: Химия, 1974.
6. **Ейтс Дж.** Основы механики псевдоожигения с приложениями / Пер. с англ. М.: Мир, 1986.
7. **Расчеты аппаратов кипящего слоя:** Справ. / Под ред. И. П. Мухленова, Б. С. Сажина, В. Ф. Фролова. Л.: Химия. Ленингр. отд-ние, 1986.
8. **Бокун И. А.** Исследование тепло- и массообмена в технологических процессах / И. А. Бокун, С. С. Забродский. Минск: Наука и техника, 1966.
9. **Kobayashi M., Ramaswami D., Brazelton D.** Pulsed-bed approach to fluidization // Chem. Engng Progr. Symp. Ser. 1970. V. 66, N 105. P. 45–47.
10. **Локшин Ю. X.** Исследование импульсного псевдоожигения и определение рациональных режимов работы аппаратов: Дис. ... канд. техн. наук. Л., 1977.
11. **Ogawa S., Umemura A., Oshima N.** On the equation of fully fluidized granular materials // J. Appl. Math. Phys. 1980. V. 31. P. 483.
12. **Dalla Valle J. M.** Micromeritics. L.: Pitman, 1948.
13. **Крайко А. Н., Нигматулин Р. И., Старков В. К., Стернин А. Е.** Механика многофазных сред. М.: ВРШТИ, 1972. (Итоги науки. Сер. Гидромеханика; Т. 6).
14. **Richardson J. R., Zaki W. N.** Sedimentation and fluidization. Pt 1 // Trans. Inst. Chem. Engrs. 1954. V. 32. P. 35–53.
15. **Gunn D. J.** Transfer of heat or mass to particles in fixed and fluidized beds // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1978. V. 21, N 4. P. 467–476.
16. **Ding J., Gidaspow D.** A bubbling fluidization model using kinetic theory of granular flow // AIChE J. 1990. V. 36, N 4. P. 523–538.
17. **Syamlal M., Rogers W., O'Brien T. J.** MFIX Documentation. V. 1. Theory Guide: Tech. note / National Technical Information Service. DOE/METC-9411004, NTIS/DE9400087. Springfield, 1993.
18. **Gidaspow D., Bezburuah R., Ding J.** Hydrodynamics of circulating fluidized beds, kinetic theory approach // Fluidization VII: Proc. of the 7th Engng foundation conf. on fluidization, Brisbane (Australia), May 3–8, 1992. N. Y.: Engng Foundat., 1992. P. 75–82.
19. **Ergun S.** Fluid flow through packed columns // Chem. Engng Progr. 1952. V. 48, N 2. P. 89–94.

*Поступила в редакцию 20/V 2011 г.,  
в окончательном варианте — 21/IX 2011 г.*