

Математическое моделирование скоростной неравномерности потока газа за пористой преградой

К. И. МИХАЙЛЕНКО*, В. С. КУЛЕШОВ

Институт механики им. Р.Р. Мавлютова УНЦ РАН, Уфа, Россия

*Контактный e-mail: const@uimech.org

Представлены результаты численного исследования гидродинамических особенностей потока, возникающих после прохождения газом слоя неподвижной гранулированной среды. Математическая модель учитывает объемные фазовые содержания газа и гранулированной среды, а также осредненную по пространству силу межфазного взаимодействия. Показано влияние геометрической формы насыпного слоя на характер и величину неоднородности скорости потока за преградой. Результаты численного моделирования сопоставляются с экспериментальными данными. Проведено качественное сравнение скоростных неоднородностей при протекании через пористую преграду потока газа и несжимаемой жидкости. Реализован параллельный вычислительный код на основе OpenMP- и MPI-технологий, что позволило проводить численные эксперименты на больших пространственно-временных сетках.

Ключевые слова: многофазная система, дисперсная среда, математическое моделирование, вычислительный эксперимент, высокопроизводительные вычисления.

Введение

Взаимодействие потока жидкости или газа с дисперсными средами можно наблюдать во многих природных явлениях и промышленных процессах. Одним из видов подобных взаимодействий является протекание флюида сквозь слой гранулированной среды. В промышленности процессы такого рода неизбежно присутствуют в химических каталитических реакторах, где реакция происходит в неподвижном насыпном слое катализатора.

При моделировании гидродинамических процессов в слое гранулированной среды следует учитывать, что для протекающего флюида слой создает значительное гидродинамическое сопротивление. Кроме того, струйный характер обтекания отдельных зерен слоя неизбежно должен приводить к образованию неоднородностей потока флюида непосредственно за слоем. Такие неоднородности отмечены в ряде экспериментальных работ, например в [1].

Представленная работа посвящена исследованию процессов перераспределения потока газа в тонком слое неподвижной гранулированной среды при наличии геометрических деформаций слоя, вызванных протекающим потоком.

1. Постановка задачи

Процессами протекания сквозь слой гранулированной среды в 1970–1980-е гг. активно занимался М.А. Гольдштик в ИТФ СО АН СССР [1]. В ходе обширных экспериментальных исследований им было обнаружено парадоксальное явление: в ряде опытов измерение скорости потока газа непосредственно за насыпным зернистым слоем показало, что в пристеночной области она может быть заметно больше по сравнению со скоростью в центре канала (рис. 1). На представленных графиках хорошо видно, что перепад значений скорости в кольцевой струе и в центре канала может достигать четырехкратной величины.

Это в достаточной мере парадоксальный результат, так как слой пористой среды должен оказывать выравнивающее воздействие на профиль скорости. Действительно, можно показать, что в двумерной прямоугольной области, с двух сторон ограниченной твердыми стенками, при наличии перепада давления вдоль этой области распределение продольной скорости принимает вид

$$v(y) = \frac{R}{\zeta} \left[\frac{\exp(\zeta y) - \exp(\zeta(y - H)) + \exp(-\zeta(y - H)) - \exp(-\zeta y)}{\exp(\zeta H) - \exp(-\zeta H)} - 1 \right], \quad (1)$$

где $R = \frac{1}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x}$; $\zeta^2 = \frac{\alpha \eta_\mu}{d^2}$; α — объемная концентрация дисперсной среды; $\eta_\mu = \frac{9}{2} \mu$ — структурный коэффициент, связанный с формой гранул и свойствами флюида, для сферических гранул и изотропного по вязкости флюида; μ — вязкость флюида [2].

График этой функции характеризуется равенством нулю на стенках канала, резким возрастанием до максимума на небольшом расстоянии от стенки и сохранением этого максимального значения на большей части ширины канала. Очевидно, что описанная картина не соответствует результатам, наблюдаемым в ходе эксперимента.

М.А. Гольдштик выдвинул две гипотезы о причинах образования пристеночных струй в канале. Первая из них связана с тем, что в пристеночной области пористость

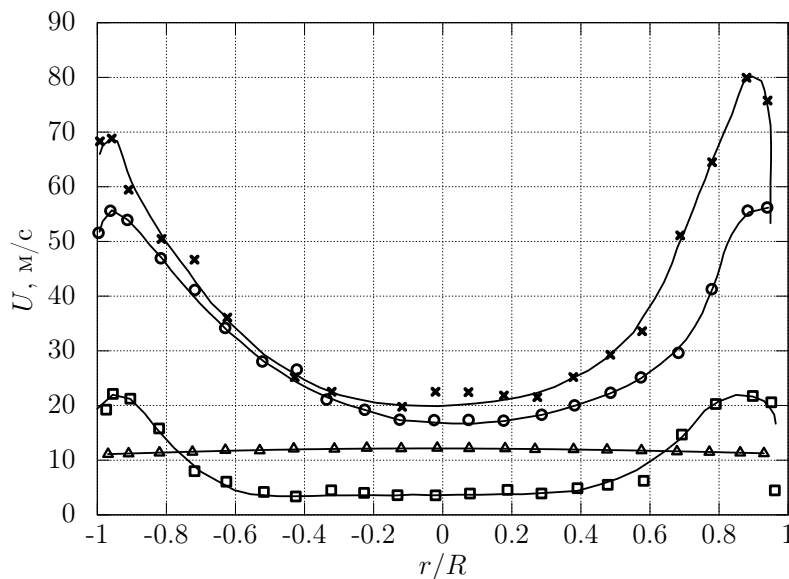


Рис. 1. Распределение продольной скорости в канале за насыпным пористым слоем в эксперименте М.А. Гольдштика [1]

гранулированной среды неравномерна, а непосредственно на стенке канала строго равна единице.

Имеется большое количество работ по теоретическому и экспериментальному исследованию распределения гранул различной формы в насыпном слое [3, 4]. Для случая сферических гранул существует хорошая аппроксимация распределения объемной концентрации гранулированной среды ε (величина, обратная пористости) [1]:

$$\varepsilon = 1 - \left[0.4 + \left(0.6 - \frac{\pi}{4} \sin \left(\frac{\pi x}{d} \right) \right) e^{-0.65 \frac{x}{d}} \right], \quad (2)$$

где d — диаметр частиц гранулированной среды. На рис. 2 показано распределение объемной концентрации пористой среды при $d = 1$. Здесь по горизонтальной оси откладывается расстояние в относительных единицах, равных диаметру гранул. Из рисунка видно, что, начиная с расстояния порядка четырех–шести диаметров гранул от стенки, объемную концентрацию слоя можно считать уже постоянной, однако до этого момента наблюдаются области, в которых концентрация падает почти до нуля.

Так как толщина пристеночной области в экспериментах М.А. Гольдштика была невелика по сравнению с диаметром канала (5–10%), вклад неравномерной объемной концентрации в наблюдаемый эффект не мог быть достаточен. В результате М.А. Гольдштик пришел к заключению, что наблюдаемый эффект связан с деформацией поверхности слоя гранулированной среды набегающим потоком [5].

Итоговое объяснение наблюдаемого эффекта было следующим. Поверхность слоя становится криволинейной, например параболической формы. Поток флюида, выходя из зернистого слоя под углом к поверхности, испытывает преломление, аналогичное преломлению светового луча, проходящего под углом границу раздела фаз. Результатом данного преломления является вихреобразование на поверхности слоя, которое и отклоняет поток к стенкам. На основе этого предположения М.А. Гольдштик построил математическую модель и подобрал эмпирические коэффициенты для нее.

Такая модель содержит ряд недостатков. Во-первых, для объяснения гидродинамического эффекта привлекается такое постороннее для гидродинамики понятие, как пре-

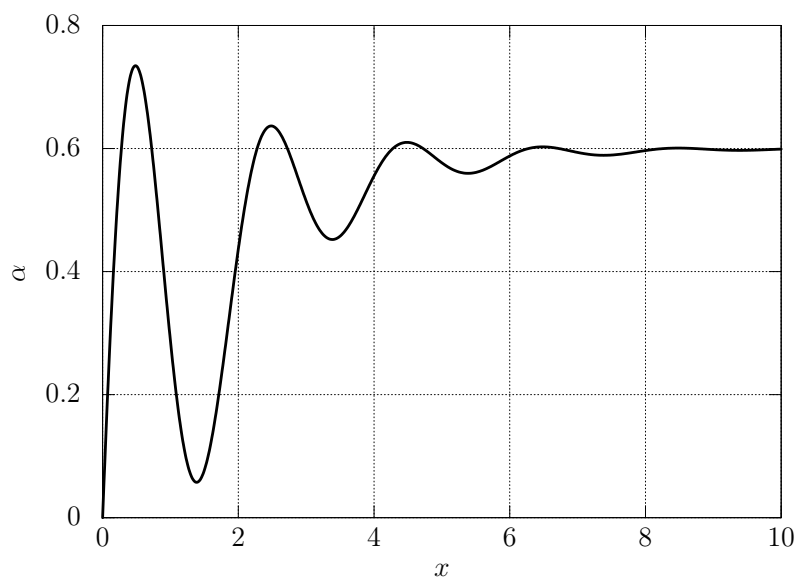


Рис. 2. Объемная концентрация гранулированной среды в пристеночной области [1]

ломление. Во-вторых, такая модель дает максимальное значение скорости потока непосредственно на стенке, тогда как в реальной ситуации этого не наблюдается. Наконец, модель вихреобразования не может объяснить того, что в ряде экспериментов по центру канала наблюдается небольшой всплеск значений продольной скорости (см. рис. 1). То есть форма профиля продольной скорости имеет три максимума: два больших в пристеночной области и один маленький по центру.

Однако наблюдаемое явление может быть полностью объяснено исключительно в рамках представлений динамики сплошной среды. Так, в работе [6] рассмотрена задача о протекании флюида сквозь насыпной слой пористой среды при его импульсном псевдооживлении. В данной задаче произведен учет пристеночной неоднородности концентрации гранулированной среды, установлено, что внутри слоя наблюдается скоростная неоднородность, сходная с описанной М.А. Гольдштиком, однако распределение поля скорости за пределами слоя не приведено. Также мы полагаем, что импульсное псевдооживление приводит к выравниванию поверхности слоя гранулированной среды и, соответственно, к уменьшению эффекта скоростной неоднородности. Кроме того, следует отметить, что в экспериментах М.А. Гольдштика исследовался случай, когда поток газа был направлен сверху вниз, прижимая пористую среду к опорной сетке и дополнительно уплотняя слой гранулированной среды [5].

Мы полагаем, что наибольший эффект скоростной неоднородности за слоем достигается при наличии геометрического искривления поверхности слоя. Именно поэтому проводится математическое моделирование течения газа сквозь слой неподвижной гранулированной среды в предположении, что внешняя по отношению к направлению движения газа поверхность слоя искривлена.

Ранее авторами была сделана попытка объяснить наблюдаемое явление на основе простой гидродинамической модели двухфазной среды, объединяющей неподвижный зернистый слой и протекающую сквозь него несжимаемую жидкость [7, 8]. В этой модели использовались система уравнений движения и уравнение неразрывности, описывающие динамику несжимаемой вязкой жидкости. Также учитывалось, что в неподвижном слое гранулированной среды объемное содержание протекающей жидкости уменьшается, а между жидкостью и дисперсной фазой присутствует сила межфазного взаимодействия.

На рис. 3 показаны результаты математического моделирования протекания несжимаемой жидкости сквозь насыпной зернистый слой с искривленной поверхностью при разной величине искривления поверхности слоя и при различающихся расходах жидкости. Величина искривления слоя задается как угол ϑ между перпендикуляром к стенке канала и касательной к дуге окружности, описывающей искривленный слой в точке касания стенки канала.

На рис. 3, *a* показаны случаи, когда указанный угол принимает значения $\vartheta = 10^\circ$ (пунктирная линия), 20° (штрихпунктир) и 30° (сплошная линия) при одинаковом расходе подаваемой в канал жидкости. На рис. 3, *б* приведен результат для фиксированного искривления слоя ($\vartheta = 30^\circ$) в случаях, когда расход увеличивается (сплошная линия) и уменьшается (пунктир) в два раза. Взятая за стандарт штрихпунктирная кривая соответствует по своим параметрам сплошной кривой на рис. 3, *a*.

Кроме приведенных здесь данных, в работах [7, 8] показано, что при отсутствии искривления поверхности слоя аномального перераспределения потока жидкости не происходит и результат оказывается близок к аналитическому решению (1).

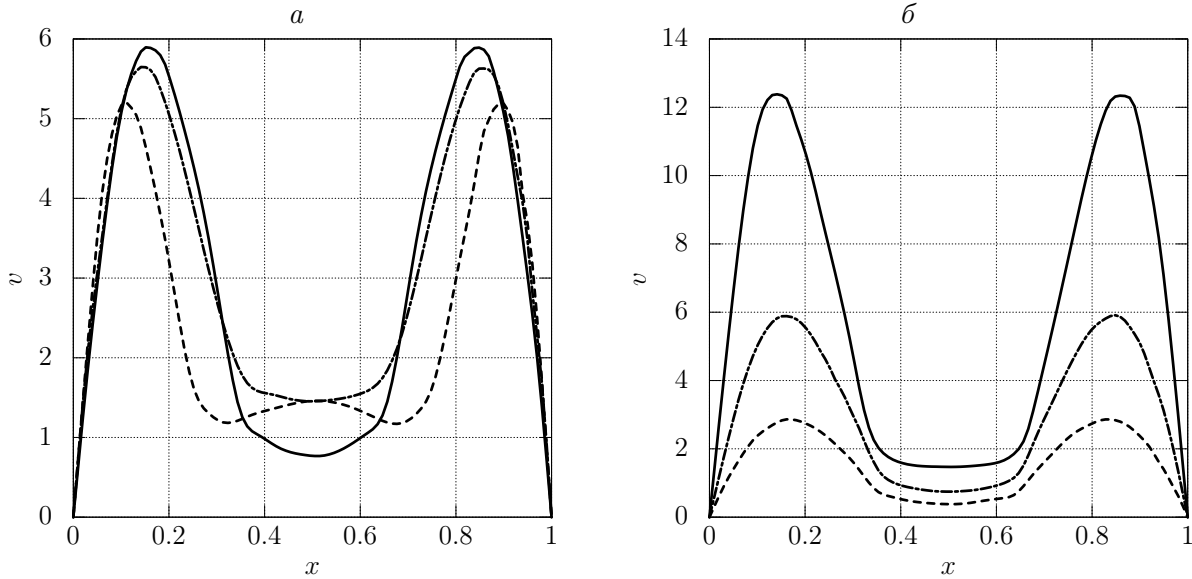


Рис. 3. Профили продольной скорости несжимаемой жидкости за преградой из слоя гранулированной среды: *a* — профили при одинаковом расходе жидкости, но при различном искривлении слоя (минимальном для пунктирной линии и максимальном для сплошной); *б* — профили при одинаковом искривлении слоя, но при различном расходе

Объяснение изучаемого явления, полученное в рамках модели течения несжимаемой жидкости сквозь насыпной зернистый слой, заключается в том факте, что участок с максимальной величиной градиента давления в рассчитываемом канале полностью сосредоточен в пределах слоя гранулированной среды и повторяет его контуры. Таким образом, при достижении режима установившегося течения направление потока жидкости в каждой точке противоположно вектору градиента давления. Такой эффект приводит к неизбежному отклонению потока в направлении стенок канала внутри насыпного слоя и образованию наблюдаемой кумуляционной струи.

Следует отметить, что хотя описанное численное решение и объясняет первооснову открытой М.А. Гольдштиком скоростной неоднородности за зернистым слоем, но оно обладает значительным недостатком, связанным с использованной математической моделью. Вычисления проводились для вязкой несжимаемой жидкости при небольших числах Рейнольдса ($Re \ll 1000$), тогда как в эксперименте исследовалось поведение газа при значительных скоростях, когда числа Рейнольдса достигают 10 000–20 000.

Указанная проблема приводит к необходимости дополнительных численных экспериментов, подтверждающих высказанную ранее гипотезу о причинах неоднородности скорости за слоем гранулированной среды.

2. Математическая модель

Рассматривается двухфазная система газ—дисперсная среда, где дисперсная среда представляется как множество гладких сферических частиц. Динамика системы описывается на базе основных положений механики сплошной среды [2].

Математическая модель в предположении, что дисперсная фаза неподвижна и образует плотно упакованный слой, вязкость газовой фазы постоянна, а диффузионная

теплопроводность достаточно мала, чтобы ею можно было пренебречь, может быть записана в следующем виде:

уравнение неразрывности газовой фазы

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho v_j)}{\partial x_j} = 0;$$

уравнение движения газовой фазы

$$\frac{\partial (\rho v_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho v_i v_j)}{\partial x_j} = -\alpha \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + F_i + \rho g_i;$$

уравнение энергии газовой фазы

$$\frac{\partial (\rho E)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho v_j E)}{\partial x_j} = -\alpha \frac{\partial (p v_j)}{\partial x_j} + \frac{\partial (\tau_{jk} v_k)}{\partial x_j} + \rho v_j g_j.$$

Здесь v_i — i -я составляющая вектора скорости газовой фазы; ρ — эффективная плотность газовой фазы, связанная с истинной плотностью ρ^0 соотношением $\rho = \alpha \rho^0$; α — объемная концентрация газовой фазы; $E = e + v_i^2/2$ — удельная полная энергия газовой фазы, e — внутренняя энергия; p — давление; F_i — i -я составляющая вектора силы межфазного взаимодействия, действующего со стороны дисперсной фазы на газовую; g — ускорение свободного падения; тензор напряжений

$$\tau_{ij} = \mu \left[\left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \right],$$

где μ — динамическая вязкость газовой фазы; δ_{ij} — символ Кронекера.

Для замыкания модели в нее добавляется уравнение состояния. В данном случае использовано уравнение состояния идеального газа

$$e = \frac{p}{(\gamma - 1)\rho},$$

где γ — показатель адиабаты.

Уравнение для силы межфазного взаимодействия в континуальном приближении с учетом неподвижности дисперсной фазы можно записать как

$$F_i = \frac{3\zeta (1 - \alpha)\rho v_i^2}{4d}.$$

Здесь d — диаметр сферической частицы; ζ — коэффициент сопротивления среды. Для плотной упаковки неподвижной дисперсной среды коэффициент сопротивления определяется согласно [1] в виде

$$\zeta = 2\psi \left(1 + \frac{422\psi}{\text{Re}} \right), \quad \psi = \begin{cases} 0.508 - 0.56(1 - \alpha), & \alpha \leq 0.4, \\ 1 - 1.164(1 - \alpha)^{2/3}, & 0.4 < \alpha \leq 1. \end{cases}$$

На рис. 4 изображена схема моделируемой области, в которой решается записанная выше система уравнений. В области и на ее границах поставлены следующие начальные и граничные условия. В начальный момент времени газ неподвижен и находится при нормальных условиях:

$$v_j|_{t=0} = 0, \quad p|_{t=0} = 10^5 \text{ Па}, \quad \rho|_{t=0} = 1.3 \text{ кг/м}^3.$$

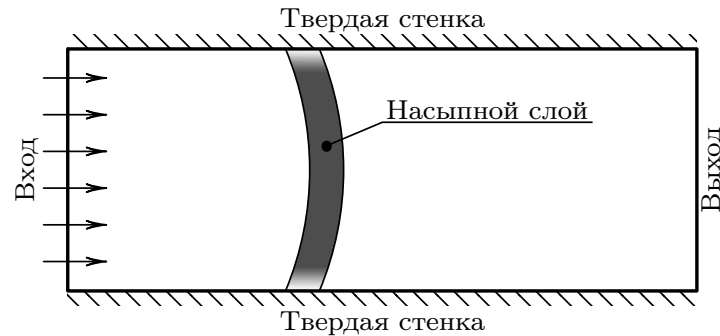


Рис. 4. Схема канала с неподвижным насыпным зернистым слоем

На границах расчетной области задаются следующие параметры: на твердой стенке ставится условие прилипания; на выходе канала давление постоянное, равное атмосферному; а на входе постоянное избыточное давление 101 – 105 % от атмосферного.

3. Численный метод

Уравнения модели решаются численно с использованием метода крупных частиц [9], модифицированного для решения двухфазных задач. Выбор данного метода определяется его консервативностью и хорошей устойчивостью при решении задач со слабыми ударными волнами.

Основная идея метода крупных частиц заключается в расщеплении по физическим процессам системы уравнений, записанной в форме законов сохранения. Среда моделируется системой из крупных частиц, совпадающих в рассматриваемый момент времени с ячейкой эйлеровой сетки. Расчет каждого временного шага разбивается на два этапа.

Эйлеров этап, на котором пренебрегаем всеми эффектами, связанными с перемещением элементарной ячейки (потока массы через границы ячеек нет), и учитываем эффекты ускорения жидкости лишь за счет давления; здесь для крупной частицы определяются промежуточные значения искомых параметров потока (\tilde{u} , \tilde{v} , \tilde{w} , \tilde{E}).

Лагранжесв этап, во время которого вычисляются потоки физических величин через границы ячеек и определяются окончательные значения гидродинамических параметров потока (u , v , w , E , ρ) в новый момент времени на основе законов сохранения массы, импульса и энергии для каждой ячейки и всей системы в целом на фиксированной расчетной сетке.

Разностная схема для расчета течения двухфазных сред является модификацией схемы для расчета течения вязкого газа, приведенной выше. В новой схеме учитываются объемная концентрация и сила межфазного взаимодействия. Концентрации газа и дисперсных частиц записываются для каждой ячейки, относящейся к области локализации зернистого слоя. Во всех остальных ячейках принято значение объемного содержания газовой фазы $\alpha = 1$. Также была добавлена функция, вычисляющая значение силы межфазного взаимодействия. Подобная модификация метода крупных частиц для двухфазной среды хорошо себя зарекомендовала [10].

Для представленной задачи с учетом неподвижности дисперсной среды из используемого модифицированного метода были исключены шаги, связанные с расчетом движения второй фазы. По той же причине была принята модель с общим давлением $p_1 = p_2 = p$.

4. Результаты вычислительных экспериментов

При использовании описанных выше математической модели и вычислительного метода становится возможным проведение численных исследований тех процессов, которые привели к образованию эффекта пристеночной скоростной неоднородности. Так как модель учитывает течение вязкого сжимаемого флюида (газа), постановку вычислительного эксперимента можно осуществить достаточно близко к параметрам натурального эксперимента. В нашем случае это дает следующие параметры: ширина канала 50 мм; длина канала 200 мм; толщина зернистого слоя 15 мм; диаметр гранул 1 мм; в качестве моделируемого газа принят воздух при нормальных условиях; средняя объемная концентрация дисперсной фазы в слое $\varepsilon = 0.6$, что соответствует объемной концентрации газовой фазы $\alpha = 0.4$.

Первое, что необходимо сделать, — это показать, что вклад неравномерности объемного содержания слоя возле стенок недостаточен, чтобы получить изучаемый эффект.

На рис. 5, а слева приведена схема плоского слоя гранулированной среды. На схеме оттенками серого обозначены области, где распределение объемной концентрации гранулированной среды соответствует распределению, показанному на рис. 2. Таким образом, объемная концентрация одинакова на большей части слоя и лишь в пристеночной области претерпевает несколько перепадов и уменьшается до нуля на стенках канала. При такой постановке вычислительного эксперимента гидравлическое сопротивление движению газа в пристеночной области слоя должно быть значительно меньше по сравнению с остальным слоем. Однако сама пристеночная область невелика, а потому, как хорошо видно из графика, показывающего значение продольной скорости потока после слоя, приводит к чрезвычайно слабо выраженному перепаду скорости между центром канала и наблюдающимися выбросами ближе к стенкам.

Следующий шаг вычислительного эксперимента призван показать, что именно отход от плоской формы поверхности слоя приводит к перераспределению потока, отклонению его в направлении стенок и формированию профиля, характерного для эксперимента М.А. Гольдштика. Для этого зернистому слою придана Λ -образная форма (рис. 5, б). Как и в предыдущем случае, при приближении к стенкам канала, объемное содержание дисперсной среды описывается выражением (2). Это сделано для того, чтобы постановка вычислительного эксперимента более полно соответствовала натурному эксперименту. Справа показан профиль продольной скорости газа после слоя. На графике хорошо видно, что при Λ -образной форме слоя гранулированной среды поток газа четко разделяется на две струи. То есть уже при небольшом отклонении геометрии слоя от плоскости (в данном примере угол соответствует 20°) наблюдается эффект неоднородности потока.

Наконец, в заключительной постановке вычислительного эксперимента необходимо построить геометрию слоя, наиболее близкую к той, которая была реализована на практике. На рис. 5, в показан именно такой случай. Слева на рисунке приведена схема зернистого слоя в предположении, что искривление имеет форму дуги окружности большого радиуса. В представленном исследовании радиус кривизны поверхности слоя составляет $R = 60$ мм, что дает угол $\vartheta = 24.6^\circ$. Распределение объемного содержания гранулированной среды в пристеночной области, как и в предыдущих случаях, описывается соотношением (2). На этом же рисунке справа показано распределение продольной скорости газа непосредственно за слоем гранулированной среды.

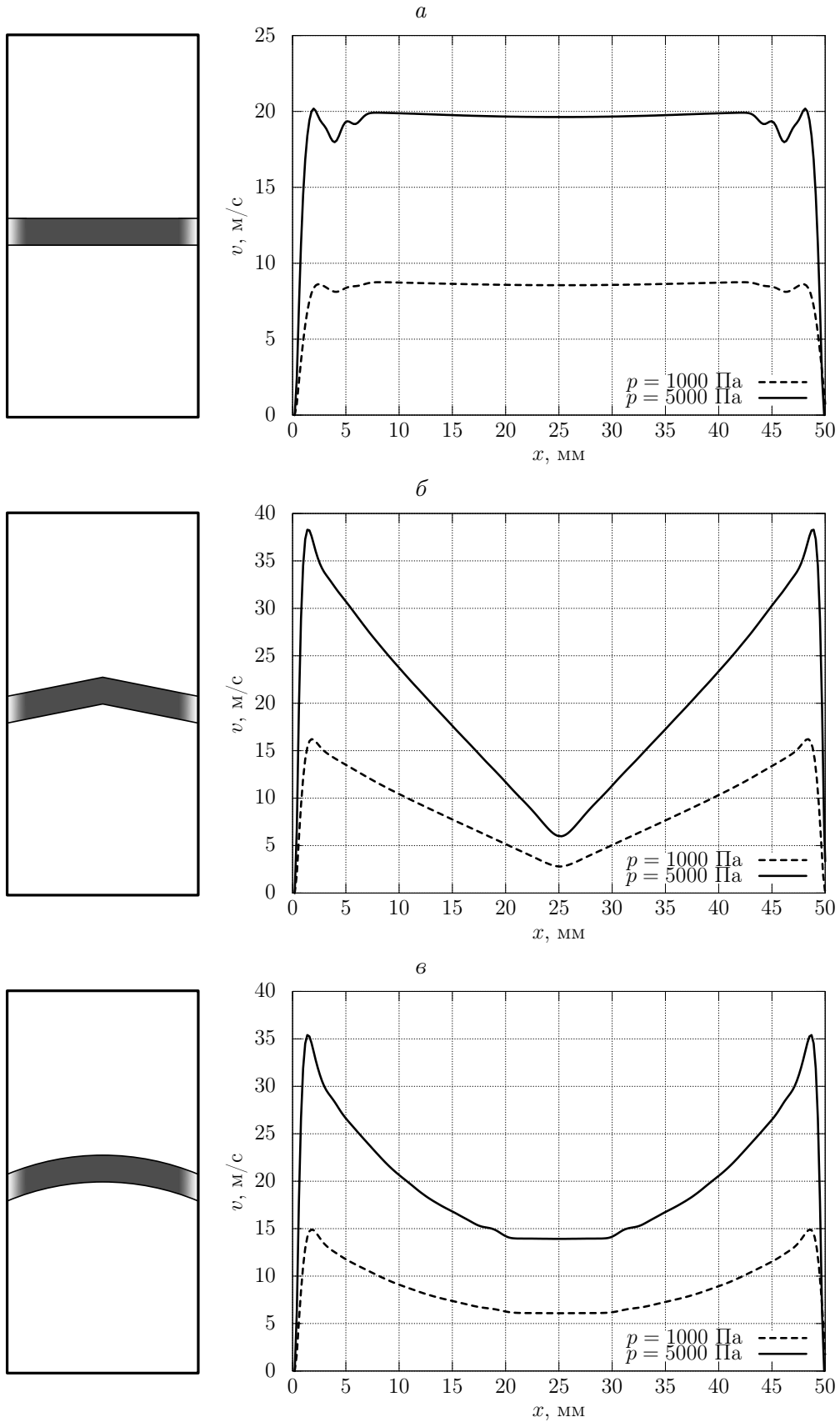


Рис. 5. Схема расположения зернистого слоя в канале (слева) и профили продольной скорости на расстоянии 110 мм за слоем при перепаде давления: плоский слой (*a*), Δ и дугообразной формы (*б* и *в*)

Данный график следует рассматривать в сравнении с экспериментальными данными, приведенными на рис. 1. Хорошо видно качественное соответствие отношения величины скорости в пристеночной области к скорости в центре канала. По-видимому, тщательный выбор кривизны слоя гранулированной среды и расхода подаваемого газа должен дать и хорошее количественное соответствие.

5. Высокопроизводительные вычисления

Применение в расчетах трехмерной математической модели неизбежно приводит к значительному увеличению требований к используемым аппаратным ресурсам. По этой причине расчеты проводились на суперкомпьютере Уфимского государственного авиационного технического университета. Для расчетов использовались двухsocketные вычислительные узлы с четырехъядерными процессорами Intel Xeon 5345, 2.33 ГГц и 8 ГБ оперативной памяти на один вычислительный узел. Среда передачи данных — Infiniband.

В результате распараллеливания программного кода с использованием технологий OpenMP и MPI получено ускорение, близкое к линейному, как это видно из рис. 6. Столь высокое ускорение обусловлено достаточно удобной явной численной схемой модели, позволяющей значительно минимизировать обмен теньвыми гранями для больших расчетных областей при использовании одномерной пространственной декомпозиции.

Следует отметить, что падение эффективности при масштабировании расчетной области на значительное число вычислительных узлов может быть частично компенсировано с помощью техник распараллеливания с использованием конвейеризации вычислений [11]. Явная схема выбранного для работы метода крупных частиц позволяет успешно проводить такую конвейеризацию, так что эффективность параллельного приложения может достигать единицы для значительного количества вычислительных узлов при достаточно большом размере расчетной области.

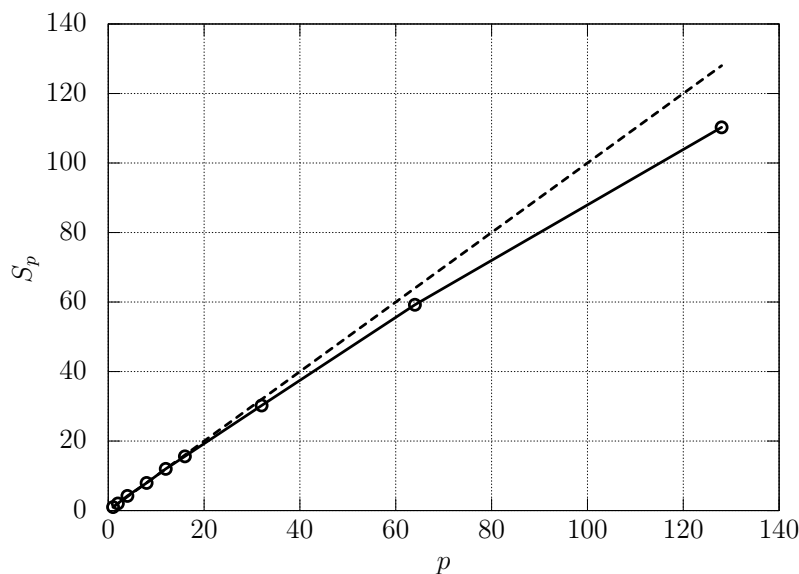


Рис. 6. Зависимость ускорения вычислительного процесса от числа используемых ядер; пунктиром показан график линейного роста ускорения

Заключение

В представленной работе показано, что известный из экспериментальных работ парадоксальный эффект скоростной неоднородности потока газа при его выходе из насыпного зернистого слоя может быть описан в рамках относительно простой континуальной модели двухфазной системы газ — дисперсная среда при учете сил межфазного взаимодействия.

Проведенные численные исследования показали, что пристеночная неравномерность средней объемной концентрации дисперсной среды оказывает определенное влияние на образование обсуждаемого эффекта неоднородности скорости за пористой преградой, однако данное влияние не является определяющим с точки зрения наблюдаемых в ряде экспериментов перепадов скорости.

Следует особо отметить, что, несмотря на достаточно сильные упрощающие предположения при разработке математической модели, связанные с континуальным описанием дисперсной фазы и описанием силы межфазного взаимодействия, записанной из эмпирических данных, оказалось возможным получить достаточно хорошее соответствие с результатами экспериментов.

Список литературы / References

- [1] **Гольдштик М.А.** Процессы переноса в зернистом слое. Новосибирск: Институт теплофизики СО АН СССР, 1984. 164 с.
Gol'dshtik, M.A. Transport processes in the granular layer. Novosibirsk: Institut Teplofiziki SO AN SSSR, 1984. 164 p. (in Russ.)
- [2] **Нигматулин Р.И.** Динамика многофазных сред. Ч. I. М.: Наука, 1987. 464 с.
Nigmatulin, R.I. Dynamics of multiphase media. V. 1. Washington, D.C.: Hemisphere, 1991. 507 p.
- [3] **LoCurto, G.J., Zhang, X., Zakirov, V., Bucklin, R.A., Vu-Quoc, L., Hanes, D.M., Walton, O.R.** Soybean impacts: Experiments and dynamic simulations // Transactions of the ASAE. 1997. Vol. 40(3). P. 789–794.
- [4] **Пушнов А., Балтренас П., Каган А., Загорскис А.** Аэродинамика воздухоочистных устройств с зернистым слоем. Вильнюс: Техника, 2010. 348 с.
Pushnov, A., Baltrenas, P., Kagan, A., Zagorskis, A. Aerodynamics of air treatment devices with granular layer. Vil'nyus: Tekhnika, 2010. 348 p. (in Russ.)
- [5] **Гольдштик М.А., Вайсман А.М., Лебедев А.В., Правдина М.Х.** Неоднородность поля скорости потока, протекающего через зернистый слой // Инж.-физ. журн. 1985. Т. XLIX, № 1. С. 42–51.
Gol'dshtik, M.A., Vaisman, A.M., Lebedev, A.V., Pravdina, M.Kh. Nonuniformity of the velocity field of a flux passing through a packed bed // Journal of Engineering Physics. 1985. Vol. 49, No. 1. P. 784–791.
- [6] **Федоров А.В., Федорченко И.А., Василишин М.С., Карпов А.Г., Иванов О.С.** Расчет расширения слоя дисперсного материала при его импульсном псевдооживлении // ПМТФ. 2012. Т. 53, № 3. С. 105–116.
Fedorov, A.V., Fedorchenko, I.A., Vasilishin, M.S., Karpov, A.G., Ivanov, O.S. Calculation of expansion of a packed bed of a disperse material subjected to pulsed fluidization // Journal of Applied Mechanics and Technical Physics. 2012. Vol. 53, No. 3. P. 105–116. (in Russ.)

- [7] **Urmanceev, S.F., Kireev, V.N., Pyasov, A.M., Mikhaylenko, C.I., Akhatov, I.Sh.** Some abnormal hydrodynamics effects in petroleum industrial processes // Dynamics of Multiphase Systems: [Proc. of Intern. conf. on multiphase systems held on the occasion of the 60th birthday of academician Robert Nigmatulin, June 15–17, 2000, Ufa, Bashkortostan, Russia]. Ed. by M. Igamov. Ufa, 2000. P. 479–486.
- [8] **Урманчев С.Ф., Киреев В.Н., Ильясов А.М., Михайленко К.И., Ахатов И.Ш.** К исследованию гидродинамических особенностей процессов переработки нефти // Башкир. хим. журн. 2000. Т. 7, № 5. С. 66–72.
Urmanceev, S.F., Kireev, V.N., Pyasov, A.M., Mikhaylenko, C.I., Akhatov, I.Sh. Study of hydrodynamics effects in petroleum refining processes // Bashkir Chemical Journal. 2000. Vol. 7, No. 5. P. 66–72. (in Russ.)
- [9] **Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.М.** Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука, 1982. 392 с.
Belotserkovskii, O.M., Davidov, Yu.M. Large particle method in gas dynamics. Moscow: Nauka, 1982. 392 p. (in Russ.)
- [10] **Михайленко К.И., Валеева Ю.Р.** Моделирование осаждения мелкодисперсной взвеси из воздуха при прохождении волн давления // Вычисл. методы и программирование. 2013. Т. 14. С. 328–333.
Mikhailenko, K.I., Valeeva, Yu.R. Highly dispersed medium sedimentation from air under pressure forces // Numerical Methods and Programming. 2013. Vol. 14. P. 328–333. (in Russ.)
- [11] **Газизов Р.К., Лукашук С.Ю., Михайленко К.И.** Разработка параллельных алгоритмов решения задач механики сплошной среды на основе принципа пространственной декомпозиции // Вест. УГАТУ. 2003. Т. 4, № 1. С. 100–107.
Gazizov, R.K., Lukashuk, S.Yu., Mikhaylenko, C.I. Development of parallel algorithms for solving CFD problems on the basis of the spatial decomposition // USATU Bulletin. 2003. Vol. 4, No. 1. P. 100–107. (in Russ.)

*Поступила в редакцию 10 сентября 2014 г.,
с доработки — 8 июля 2015 г.*

Numerical modelling of inhomogeneity scale of a flow rate behind the porous barrier

MIKHAYLENKO, CONSTANTIN I.*, KULESHOV, VASILIIY S.

Mavlutov's Institute of Mechanics, Ufa, 450054, Russia

*Corresponding author: Mikhaylenko, Constantin I., e-mail: const@uimech.org

The transfer processes in granular layer were actively investigated by M.A. Goldshtik in 1970–1980 s. During the extensive experimental studies of the gas flow rate directly behind the bulk granular layer it was found that the rate in the near wall area could be higher than the value in the center of the channel. At the same time the layer of porous medium should have an equalizing effect on the velocity profile.

Goldshtik M.A. put forward two hypotheses about the causes of the near-wall jet formation in the channel. The first one is connected with the fact that near the wall porosity of granular medium is uneven, and increased to one in the vicinity of a wall of

the channel, and the second hypotheses concerns with the deformation of the surface layer of granular medium by the incoming fluid flow.

The mathematical model considers the volume fraction of gas and granular medium, and an interfacial interaction force determined by the spatially averaged force. In addition, it is assumed that the pressure of disperse phase matches with gas phase pressure.

In this note, a numerical approach based on the large particles method, modified for multiphase flows is presented. In addition, the parallel software code has been developed based on MPI and OpenMP techniques which allow implementing the numerical experiments on large spatio-temporal grids, reaching half a million grid nodes.

The phenomenon of hydrodynamic heterogeneities beyond a homogeneous layer is numerically investigated. This study demonstrates the influence of the granular layer's geometry and porosity changes near the channel edge on the character and inhomogeneity scale of a flow rate behind the barrier. The main Goldshtik's hypothesis is confirmed. The results of numerical modelling are compared with experimental data. It is shown that the effect due to the increasing of porosity at the channel edge is small. The results of numerical modelling are compared with experimental data.

Keywords: multiphase systems, dispersed medium, mathematical modelling, numerical experiment, high performance computing.

Received 10 September 2014

Received in revised form 8 July 2015