

УДК 532.54
PACS 47.20.Ку, 47.11.-j

Перенос примеси наночастиц в сосуде с наклонными боковыми границами

И.Н. Черепанов, Б. Л. Смородин

Пермский государственный национальный исследовательский университет
614990, Пермь, ул. Букирева, 15
email: che-email@yandex.ru

Смеси компонентов различной плотности подвержены расслоению в гравитационном поле. Коллоидные частицы, размером порядка 10-100 нанометров, могут поддерживаться тепловым движением во взвешенном состоянии, отличая их от грубодисперсных смесей. Процесс гравитационного разделения коллоидной смеси занимает длительное время. Наличие наклонных боковых границ обуславливает формирование продольной неоднородности концентрации. В этом случае механическое равновесие смеси невозможно, и возникает макроскопическое течение жидкости. Известно, что в грубодисперсных смесях данный эффект приводит к ускорению оседания примесных частиц. В работе изучено влияние течения на процессы оседания примеси наночастиц в коллоидных смесях. Проведен анализ влияния геометрии полости на распределения примеси. Показано, что если ячейка имеет сужение в верхней части, максимальная разность концентрации увеличивается, в противном случае уменьшается. Выполнено численное моделирование течений, возникающих в процессе оседания примеси в полости с наклонными стенками для двух геометрии. Показано, что наличие наклона приводит к ускорению роста концентрации наночастиц на нижней границе.

Ключевые слова: коллоидная суспензия; наклонные границы; распределение концентрации

Поступила в редакцию 10.02.2018; принята к опубликованию 28.02.2018

The transfer of nanoparticles impurity in the vessel with inclined lateral boundaries

I.N. Cherepanov, B.L. Smorodin

Perm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm
email: che-email@yandex.ru

Mixtures of components with different densities are stratified in the gravitational field. Colloidal particles with sizes about 10-100 nanometers can be supported by thermal motion in a suspended state, which distinguishes them from roughly dispersed mixtures. In the case of inclined lateral boundaries longitudinal inhomogeneity of the nanoparticles concentration is occurring. In this case, the mechanical equilibrium of the mixture is impossible, and a macroscopic fluid flow occurs. It is known that in coarse-dispersed mixtures this effect leads to an acceleration of settling of impurity particles. The paper studies the influence of flow on the sedimentation of nanoparticles in colloidal mixtures. The influence of cavity geometry on impurity distributions was investigate. It is shown that, if the cell has a narrowing in the upper part, the maximum concentration difference increases, otherwise it decreases. Numerical simulation of the flows arising in the process of settling an impurity in a cavity with inclined walls for two geometries was conducted. It is shown that the presence of an inclination leads to an acceleration in the growth of the concentration of nanoparticles at the low-

er boundary. It is shown that the inclined boundary provides faster grow the concentration of nanoparticles at the lower boundary.

Keywords: colloidal suspension; inclined boundaries; concentration distribution

Received 10.02.2018; accepted 28.02.2018

doi: 10.17072/1994-3598-2018-1-81-88

1. Введение

Смеси компонентов различной плотности подвержены расслоению в гравитационном поле. Для истинных растворов, в которых компоненты растворены до уровня молекул, данный эффект проявляется слабо и заметен только при большом вертикальном размере емкости.

В дисперсных системах, состоящих из жидкости носителя и твердых частиц примеси, интенсивность гравитационной стратификации зависит не только от разности плотностей компонент, но и от размера частиц твердой фазы. Чем больше размер частиц примеси, тем интенсивнее проявляется гравитационная стратификация смеси.

В грубодисперсных смесях (размер частиц более 1000 нм) с течением времени примеси выпадают в осадок [1].

В коллоидных системах распределение примеси по высоте является неоднородным. В прямоугольной полости концентрации наночастиц стремятся к барометрическому распределению:

$$C = \frac{\bar{C}h}{l_{sed}} \frac{e^{-y/l_{sed}}}{1 - e^{-h/l_{sed}}}, \quad (1)$$

где l_{sed} – длина седиментации, определяемая соотношением тепловой энергии молекул и энергией частицы в поле тяжести земли:

$$l_{sed} = \frac{k_B T}{(\rho_s - \rho_f)gV_s}, \quad (2)$$

где V_s – характерный объем одной частицы, ρ_s – плотности частиц, ρ_f – плотности наножидкости, k_B – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура. Для реальной магнитной жидкости на основе керосина, рассмотренной в [2, 3], седиментационная длина имеет значение порядка $l_{sed} \approx 20$ см.

Процесс установления распределения (1) исследовался теоретически в работе [4], а также экспериментально в [3]. Характерное время установления распределения (1) согласно [4] описывается выражением

$$\tau \approx \frac{h^2}{\pi^2 D} \text{ при } l_{sed} \gg h, \quad (3)$$

$$\tau \approx \frac{2hl_{sed}}{D} \text{ при } l_{sed} \ll h, \quad (4)$$

где h – высота ячейки, D – коэффициент диффузии, который в коллоидных системах является весьма малой величиной. Порядок величины D может быть оценен по формуле Эйнштейна

$$D = \frac{k_B T}{6\pi\nu r}. \quad (5)$$

В [3] эволюция распределения магнитных наночастиц в вертикальной ячейке экспериментально изучалась с помощью индукционного датчика. В результате анализа распределений определены коэффициент диффузии магнитных частиц, длина седиментации и характерное диффузионное время.

Показано, что в ячейках, вертикальный размер которых порядка и больше длины седиментации, установление распределения (1) занимает продолжительное время. Данный процесс протекает не равномерно как в пространстве, так и во времени. Ввиду того, что коэффициент концентрационного расширения коллоидных смесей имеет значения порядка $\beta \sim 1$, существенная для конвективного течения неоднородность плотности возникает за малое время.

В неизотермическом случае существует еще один механизм транспорта наночастиц – термодиффузионный, связанный с эффектом Соре. В зависимости от направления градиента температуры и знака термодиффузии возможны различные состояния коллоидной суспензии. Установление равновесного распределения коллоидных частиц под действием поля тяжести и эффекта термодиффузии рассмотрено в [5, 6] в предположении о постоянстве коэффициентов диффузии и термодиффузии. Результаты расчетов перераспределения частиц магнитной жидкости [6] показали возможность определения коэффициентов термодиффузии магнитных частиц по эволюции концентрационных распределений.

Во многих экспериментальных работах в коллоидных смесях обнаружены течения, не наблюдаемые в однородных жидкостях: бегущие волны [7, 8], локализованные структуры, перебросовые течения [9].

Теоретическое исследование данных течений производилось в работах [10–13]. В них показано, что течение в виде бегущих волн может быть вызвано как седиментационным, так и термодиффузионным разделением смеси (при аномальной термодиффузии).

В работе [14] показано, что в случае положительной термодиффузии жесткое возбуждение и образование колебательной конвекции возможны только при наличии седиментации. Увеличение высоты ячейки приводит к увеличению интенсивности гравитационной седиментации. Таким образом в сосудах с малой высотой наблюдается мягкое возбуждение. Увеличение высоты сосуда вызывает смену мягкой бифуркации на жесткую. Подобное поведение наблюдалось экспериментальной работе [15].

В работе [16] показано, что при росте средней температуры в коллоидных смесях может наблюдаться переход от стационарного течения к колебательному. Схожее поведение системы было обнаружено теоретически в работе [12]. Однако ввиду сложного состава магнитной жидкости, наличия агрегатов и зависимости параметров среды как от средней температуры смеси, так и от концентрации [17, 18] прямое сопоставление данных результатов будет не корректным.

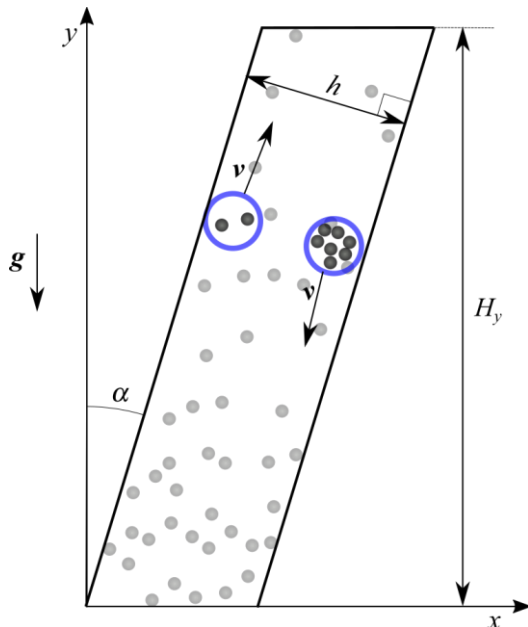


Рис. 1. Геометрия задачи

Если в изначально однородной жидкости выделить некоторый объем вдали от твердых границ, то потоки примеси, обусловленные действием гравитационного поля, через верхнюю и нижнюю границу объема будут скомпенсированы. Таким образом, количество наночастиц в объеме остается постоянной величиной. Втекающий и вытекающий потоки становятся нескомпенсированным и на твердых границах, не параллельных силе тяжести. Таким образом, неоднородность концентрации начинает формироваться на границе полости [3]. Если твердая граница расположена под некоторым углом α к силе тяжести (отличным от 0 и π), то распределение плотности вдоль горизонтали становится неоднородным, ввиду образование неоднородности концентрации на наклонной границе.

Таким образом, нарушается условие механического равновесия, что вызывает макроскопическое течение жидкости. Схематично данный процесс изображен на рис. 1.

В грубодисперсных смесях наблюдается эффект Байкота [19], когда в наклонных сосудах примесь оседает быстрее. Данный эффект был исследован в грубодисперсной взвеси в работах [20, 21].

Экспериментальное исследование эффекта Байкота в системах двойной диффузии производилось в работе [22], в которой исследовался процесс оседания микрометровой примеси в емкости, разделенной наклонной пластиной. В работе показано, что при большой разнице плотности частиц и жидкости носителя в процессе оседания могут наблюдаться слоистые течения в области, расположенной под наклонной пластиной.

Влияние наклона границ на процесс седиментации в коллоидах практически не исследовано.

2. Постановка задачи

Рассмотрим сосуд с горизонтально ориентированными верхней и нижней гранями. Боковые границы расположены под углом α относительно вертикальной оси (рис. 1). При такой постановке распределение концентрации по высоте в равновесии будет одинаково для всех значений α , что будет доказано далее.

С практической точки зрения данная постановка соответствует случаю сверления или бурения массива одним сверлом под разными углами, а затем заполненным коллоидом. Таким образом, сравнивая результаты математического моделирования, можно сделать предположения о наиболее эффективном угле сверления, при котором скорость разделения смеси будет максимальной.

Будем полагать, что плотность слабо отклоняется от среднего значения и может быть аппроксимирована линейной функцией по концентрации:

$$\rho = \rho_0(1 + \beta(C - \bar{C})), \quad (6)$$

где ρ – плотность смеси, C – массовая концентрация, \bar{C} – среднее значение концентрации, ρ_0 – среднее значение плотности, β – коэффициент концентрационного расширения смеси.

В этом случае течения, вызванные неоднородностью концентрации, можно описывать на основании приближения Буссинеска [23], в котором отклонение плотности от среднего значения учитывается только в подъемной силе Архимеда (силе плавучести). Полная система уравнений примет вид:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla p + \nu \Delta \mathbf{v} + \mathbf{n}_g (1 + \beta(C - \bar{C})), \quad (7)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (8)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) C = D \left(\Delta C + \frac{\mathbf{n}_g \cdot \nabla C}{l_{sed}} \right), \quad (9)$$

где ν – кинематическая вязкость, $\mathbf{n}_g = (0, 1, 0)$ – вектор вдоль направления силы тяжести, \mathbf{v} – скорость течения суспензии, p – давление.

На границах полости ставится условие твердых границ, непроницаемых для примеси:

$$\frac{\partial C}{\partial y} + \frac{C}{l_{sed}} \mathbf{n}_g \cdot \mathbf{n}_s = 0, \quad (10)$$

$$\mathbf{v} = 0, \quad (11)$$

где \mathbf{n}_s – вектор нормали к границе.

В равновесии ($\partial/\partial t=0$) решением уравнения (9) является

$$C = A \exp(-y/l_{sed}). \quad (12)$$

Константа A находится из условия постоянства средней концентрации:

$$\iint C dx dy = S \bar{C}, \quad (13)$$

$$A = \frac{S \bar{C}}{\iint \exp(-y/l_{sed}) dx dy}, \quad (14)$$

где S – площадь ячейки.

В случае прямоугольной геометрии данная константа имеет значение:

$$A_0 = \frac{\bar{C} H_y}{l_{sed}} \frac{1}{1 - \exp(-H_y/l_{sed})}. \quad (15)$$

Рассматривая значение данного параметра для четырех геометрий ячейки, изображенных на рис. 2, получим:

$$A_a = \frac{\bar{C} H_y^2}{2l_{sed}^2} \frac{1}{\gamma - H_y/l_{sed}}, \quad (16)$$

$$A_b = \frac{\bar{C} H_y^2}{2l_{sed}^2} \frac{1}{\gamma + H_y/l_{sed}}, \quad (17)$$

$$A_c = \frac{\bar{C}(hH_y + H_y \tan \alpha / 2)}{hl_{sed} \gamma - l_{sed}^2 \tan \alpha (\gamma - H_y/l_{sed})}, \quad (18)$$

$$A_d = A_0, \quad (19)$$

где введено обозначение

$$\gamma = 1 - \exp(-H_y/l_{sed}). \quad (20)$$

Константа A влияет на максимальную разность концентраций:

$$\begin{aligned} \delta C &= C(0) - C(H_y) = \\ &= A(1 - \exp(-H_y/l_{sed})). \end{aligned} \quad (21)$$

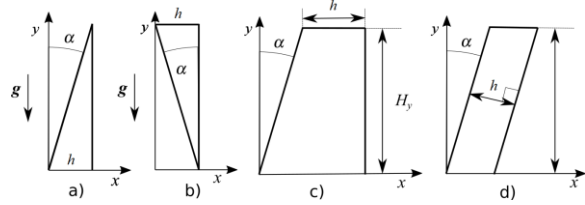


Рис. 2. Рассматриваемые геометрии ячейки

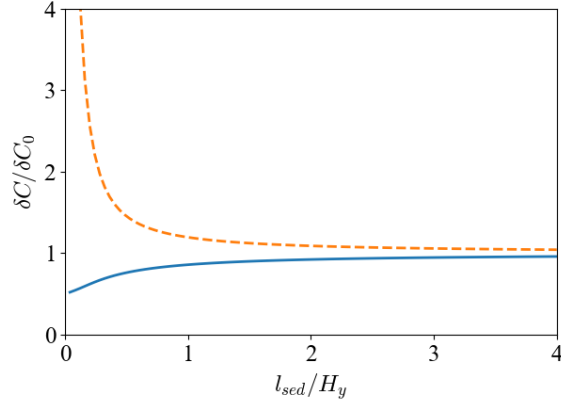


Рис. 3. Зависимость разности концентрации на верхней и нижней границах сосуда, нормированной на значения в прямоугольной полости $\delta C/\delta C_0$, от отношения l_{sed}/H_y . Штриховая – геометрия а, сплошная линия – геометрия б

В прямоугольной ячейке данная величина имеет значение

$$\delta C_0 = \frac{\bar{C} H_y}{l_{sed}}. \quad (22)$$

Для удобства анализа влияния геометрии ячейки на распределение концентрации будем использовать нормированную максимальную разность:

$$\sigma = \frac{C(0) - C(H_y)}{\delta C_0}. \quad (23)$$

В случае треугольных геометрий а и б распределение не зависит от угла наклона стенки (см. (16)–(17)). Зависимость нормированной максимальной разности σ от отношения седиментационной длины к высоте l/H_y приведена на рис. 3. В области больших l/H_y оба распределения стремятся к единице. Заметные отличия наблюдаются при $l/H_y \lesssim 1$. Так при $l/H_y=1$ имеем значения $\sigma_a=1.2$, $\sigma_b=0.85$. Отметим, что данный эффект обусловлен только различием поперечного размера ячейки по высоте, но не наклоном стенки. В области $l/H_y \ll 1$ концентрация на нижней границе становится очень большой, что выходит за рамки нашего приближения, так как уравнения (9) справедливы лишь для слабо концентрированных растворов.

Если ячейка имеет сужение в верхней части, максимальная разность концентрации увеличива-

ется, в противном случае уменьшается. Если же ячейка имеет равный поперечный размер по высоте, тогда наблюдается распределение концентрации аналогичное прямоугольной полости вне зависимости от наклона стенок. Поэтому распределения для прямоугольной и наклонной геометрии d имеют одинаковый вид.

Перейдем к безразмерным переменным, выбрав в качестве масштабов: поперечный размер h – для длины, h^2/ν – для времени, ν/h – для скорости, $\rho_0\nu^2/h^2$ – для давления, $\bar{C}H_y/l_{sed}$ – для концентрации. В безразмерном виде система (7)–(9) примет вид

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla p + \Delta \mathbf{v} + \mathbf{n}_g (1 + Ra_D (C - \bar{C})), \quad (24)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (25)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) C = \frac{1}{Pr_D} \left(\Delta C + \frac{\mathbf{n}_g}{l} \nabla C \right). \quad (26)$$

Задача о течении наножидкости, описываемая уравнениями (24)–(26), решалась численными методами с использованием пакета OpenFoam. Расчеты производились на многоядерной системе с двумя процессорами Xeon E5645, а также на компьютере с процессором Core i7-7700. Для ускорения расчетов использовалось как распараллеливание потока вычислений, так и одновременный расчет течения для различных параметров. Для распараллеливания данных применялась утилита GNU parallel [24]. Шаг пространственной сетки составляет $\delta h = 1/50$.

3. Результат

Для расчетов использовались следующие значения безразмерных параметров:

$$Pr_D = 0.5 \cdot 10^4, \quad l = 1, \quad Ra_D = 5 \cdot 10^4. \quad (27)$$

Рассмотрим емкость с высотой $H_y=1$ и с одной наклоненной стенкой (геометрия c). В начальный момент времени вдоль наклонной стенки под действием гравитационной стратификации концентрация тяжелой компоненты уменьшается. Наличие продольного градиента плотности приводит к появлению конвективного течения.

Распределение скорости для моментов времени $t=6, 16, 40$ приведены на рис. 4. Ввиду неоднородного разделения смеси вдоль наклонной стенки возникает макроскопическое движение жидкости. Подъемное течение вовлекает за собой жидкость со дна ячейки с большей концентрацией, что приводит к уменьшению продольного градиента плотности. Возникшее течение охватывает всю ячейку, однако его интенсивность довольно быстро зату-

хает. Зависимости максимального значения скорости от времени для углов $\alpha=5, 30, 60$ приведены на рис. 5.

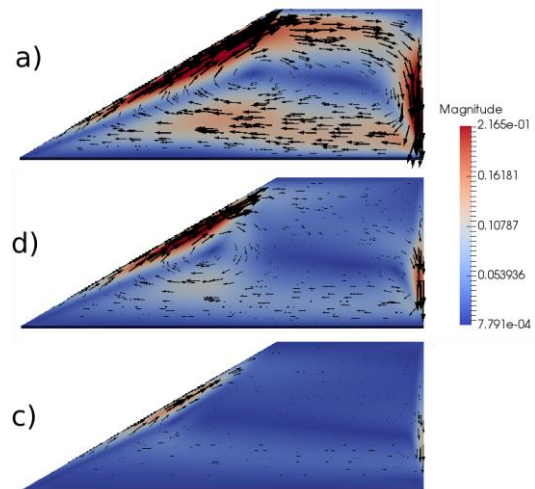


Рис. 4. Течение в момент: а – $t=6$, б – $t=16$, в – $t=40$. Направление течения указано стрелками, размер которых соответствует интенсивности. Цветом показана амплитуда скорости (цветной в электронной версии)

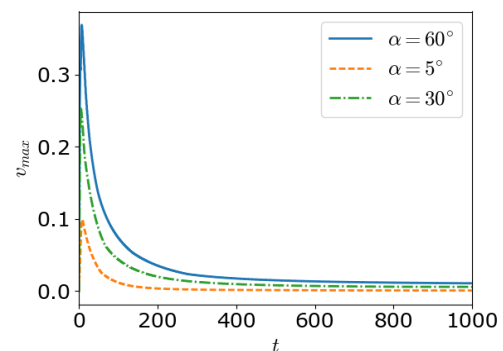


Рис. 5. Зависимость максимального значения скорости v_{max} от времени

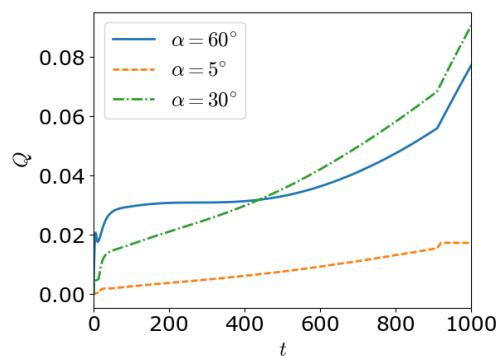


Рис. 6. Зависимость от времени величины Q (отклонения максимального значения концентрации для ячейки с наклонными боковыми границами от значения максимальной концентрации для прямоугольной ячейки). Геометрия показана на рис. 2, с

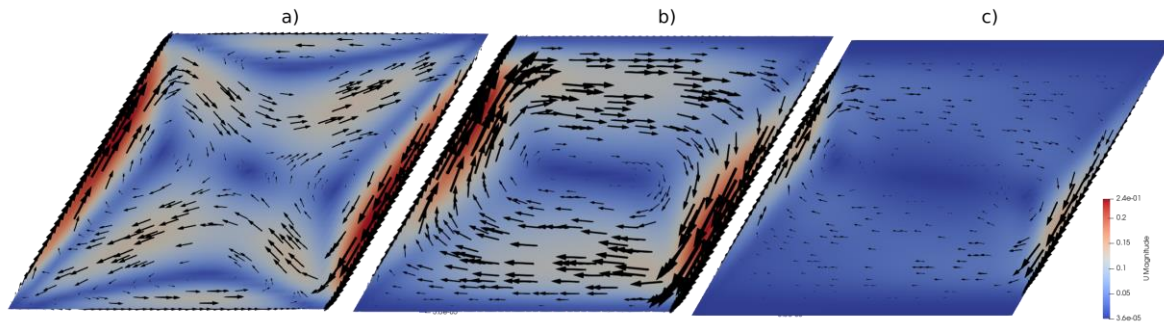


Рис. 7. Течение в момент: а – $t=1.5$, б – $t=6$, с – $t=20$ при $\alpha=30^\circ$. Направление течения указано стрелками, размер которых соответствует интенсивности. Цветом показана амплитуда скорости (цветной в электронной версии).

Интенсивность течения увеличивается с углом α . На начальном этапе наличие наклонной стенки приводит к увеличению скорости роста концентрации на нижней границе, а, следовательно, и к ускорению разделения смеси. При больших углах α разделение идет быстро на начальном этапе, а затем замедляется.

Для анализа влияния угла наклона стенок на скорость гравитационного разделения смесей рассмотрим отличие максимального значения концентрации во всей ячейке от случая прямоугольной полости:

$$Q = C_{\max}(t) - C_{\max}(t, \alpha = 0). \quad (28)$$

Зависимости параметра Q от времени приведены на рис. 6. Отметим, что в данной геометрии максимальная разность концентрации зависит от угла наклона боковой границы. По этой причине графики расходятся на больших временах.

Рассмотрим случай двух наклонных стенок (рис. 2, d). Распределения поля скорости в начальный момент времени приведены на рис. 7. Появление неоднородности концентрации вызывает образование двух конвективных вихрей вблизи наклонных границ, а также двух вихрей меньшей интенсивности около горизонтальных границ (рис. 7, а). Данное течение является неустойчивым, и спустя порядка $t \approx 6$ единиц времени в системе устанавливается одновихревое течение (рис. 7, б).

На рис. 8 приведены зависимости параметра Q от времени для геометрии d. На начальном этапе конвективное течение способствует более интенсивному разделению компонент. Увеличение угла наклона обуславливает к ускорению процесса седиментации компонент. Отличие параметра Q от нуля на больших временах вызвано численными погрешностями ввиду искажения сетки при наклоне, а также специфическими условиями для концентрации на границах. В рассмотренном интервале значений ускорение является слабым.

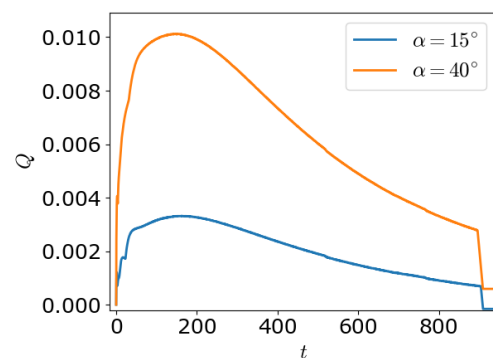


Рис. 8. Зависимость от времени величины Q (отклонения максимального значения концентрации для ячейки с наклонными боковыми границами от значения максимальной концентрации для прямоугольной ячейки). Геометрия показана на рис. 2, d

4. Заключение

Проведено численное моделирование процессов переноса примеси в коллоидной смеси при наличии наклонных границ.

Анализ равновесного распределения концентрации показал, что если ячейка имеет сужение в верхней части, максимальная разность концентрации увеличивается, в противном случае уменьшается. Если же ячейка имеет равный поперечный размер по высоте, тогда наблюдается распределение концентрации аналогичное прямоугольной полости вне зависимости от наклона стенок.

Показано, что наличие наклонной стенки приводит к более быстрому росту концентрации наночастиц на нижней границе, а, следовательно, и к ускорению процесса стратификации смеси.

Исследования выполнены при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№ 16-31-60074).

Список литературы

1. Евстратова К. И., Купина Н. А., Малахова Е. Е. Физическая и коллоидная химия. М.: Высшая школа, 1990, 487 с.
2. Глухов А. Ф. Экспериментальное исследование тепловой конвекции в условиях гравитационного расслоения: дис. на соиск. уч. степ. к.ф.-м.н. // Пермь, 1995, 140 с.
3. Глухов А. Ф., Путин Г. Ф. Установление равновесного барометрического распределения частиц в магнитной жидкости // Гидродинамика. 1999. Вып. 12. С. 92–103.
4. Raikher Yu. L., Shliomis M. I. On the kinetics of establishment of the equilibrium concentration in a magnetic suspension // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 1993. Vol. 122. P. 93–97.
5. Демин В. А. Оседание наночастиц в однородной несущей жидкости при наличии термодиффузии // Вестник Пермского университета. Серия: Физика. 2013. № 1 (23). С. 20–24.
6. Глухов А. Ф., Демин В. А. Седиментация частиц в ферроколлоидах с учетом динамических граничных условий // Известия Томского политехнического университета. Инжиниринг георесурсов. 2013. Т. 323. № 2. С. 189–194.
7. Божко А. А., Путин Г. Ф. Бегущие модулированные валы и уединенные вихри в конвекции ферроколлоида // Вестник Пермского университета. Серия: Физика. 2012. Вып. 3 (12). С. 41–52.
8. Donzelli D., Cerbino R., Vailati A. Bistable heat transfer in a nanofluid // Physical Review Letters. 2009. Vol. 102, 10503.
9. Глухов А. Ф., Демин В. А., Мальгачева И. А., Попов Е. А. Тепловая конвекция феррожидкости в узких каналах // Известия Томского политехнического университета. 2012. Т. 320. № 4. С. 41–45.
10. Смородин Б. Л., Черепанов И. Н. Конвекция в коллоидной суспензии в замкнутой горизонтальной ячейке // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2015. Т. 147. С. 363–371.
11. Черепанов И. Н., Смородин Б. Л. Влияние длины седиментации на конвективную устойчивость коллоидной суспензии // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2017. Т. 152. С. 1404–1413.
12. Smorodin B. L., Cherepanov I. N., Ishutov S. N., Myznikova B. I. Convection of a colloidal suspension in a Hele-Shaw cell // European Physical Journal E. 2017. Vol. 40, 18.
13. Shliomis M. I., Smorodin B. L. Onset of convection in colloids stratified by gravity // Physical Review E. 2005. Vol. 71, 036312.
14. Smorodin B. L., Cherepanov I. N. Convection of colloidal suspensions stratified by thermodiffusion and gravity // European Physical Journal E. 2014. Vol. 37, 118.
15. Божко А. А., Путин Г. Ф. О гравитационно-конвективной неустойчивости в коллоидах // Вестник Пермского университета. Серия: Математика. Механика. Информатика. 2012. Вып. 4 (12). С. 12–16.
16. Kolchanov N. V., Arefyev I. M. Thermal convection in a layer of magnetic colloid based on a single-component fluid // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2017. Vol. 111. P. 1112–1120.
17. Рудяк В. Я. Современное состояние исследований вязкости наножидкостей // Вестник Новосибирского государственного университета. Серия: Физика. 2015. Вып. 1. С. 5–22.
18. Черепанов И. Н., Попов В. А. Экспериментальное исследование влияния концентрации на параметры наножидкости // Вестник Пермского университета. Физика. 2017. Вып. № 2 (36). С. 26–32.
19. Boycott A. E. Sedimentation of blood corpuscles // Nature. 1920. Vol. 104. P. 532.
20. Невский Ю. А. Гравитационная конвекция дисперсных систем в сосудах с наклонными стенками // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского: Механика жидкости и газа. 2011. Вып. 4 (3). С. 1012–1014.
21. Nevskii Yu. A., Osiptsov A. N. Slow gravitational convection of disperse systems in domains with inclined boundaries // Fluid dynamics. 2010. V. 46. N. 2. P. 225–239.
22. Peacock T., Blanchette, F, Bush W. M. The stratified Boycott effect // Journal of Fluid Mechanics. 2005. Vol. 529. P. 22–49.
23. Гершун Г. З., Жуховицкий Е. М., Непомнящий А. А. Устойчивость конвективных течений. М.: Наука, 1989. 320 с.
24. Nigam M. S. Numerical simulation of buoyant mixture flows // International Journal of Multiphase Flow 2. 2003. Vol. 29. P. 983–1015.

References

1. Evstratova K. I., Kupina N. A., Malahova E. E. *Fizicheskaja i kolloidnaja himija* (Physical and Colloid Chemistry) Moscow: Vysshaja shkola, 1990, 487 p. (In Russian)
2. Glukhov A. F., Putin G. F. Ustanovlenie ravnovestnogo barometricheskogo raspredelenija chastits v magnitnoj zhidkosti (Establishment of equilibrium barometric distribution of particles in magnetic liquid). *Gidrodinamika* (Hydrodynamics), 1999, vol. 12, pp. 92–103 (In Russian).
3. Glukhov A. F. *Eksperimental'noe issledovanie teplovoj konveksii v uslovijah gravitatsionnogo rassloenija* (Experimental study of thermal convection with gravitational exfoliation). PhD Thesis: Perm'. 1995, 140 p. (In Russian)

4. Raikher Yu. L., Shliomis M. I. On the kinetics of establishment of the equilibrium concentration in a magnetic suspension. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 1993, vol. 122, p. 93–97.
5. Demin V. A. Sedimentation of nanoparticles in a homogeneous carrying fluid in the presence of thermodiffusion. *Bulletin of Perm University. Series: Physics*. 2013, vol. 1, pp. 20–24. (In Russian)
6. Glukhov A. F., Demin V. A. Sedimentation of particles in ferrocolloids considering dynamic boundary conditions. *Bulletin of the Tomsk Polytechnic University. Geo Assets Engineering*. 2013, vol. 323, no. 2, p. 189–194 (In Russian).
7. Bozhko A. A., Putin G. F. Travelling modulated rolls and solitary vortices in convection of ferrocolloid. *Bulletin of Perm University. Series: Physics*. 2012, vol. 3(12), pp. 41–52. (In Russian)
8. Donzelli D., Cerbino R., Vailati A. Bistable heat transfer in a nanofluid. *Physical Review Letters*. 2009, vol. 102, 10503.
9. Glukhov A. F., Demin V. A., Mal'gacheva I. A., Popov E. A. Teplovaja konveksija ferrozhidkosti v uzkih kanalah (Thermal convection in thin channels). *Bulletin of the Tomsk Polytechnic University*. 2012, vol. 320, no. 4, pp. 41–45 (In Russian).
10. Smorodin B.L., Cherepanov I.N. Convection in a colloidal suspension in a closed horizontal cell. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. 2015, vol. 120, pp. 319–321.
11. Cherepanov I. N., Smorodin B. L. Influence of sedimentation length on the convective stability of a colloidal suspension. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 2017, vol. 125, pp. 1199–1207.
12. Smorodin B. L. , Cherepanov I. N. , Ishutov S. N., Myznikova B. I. Convection of a colloidal suspension in a Hele–Shaw cell. *European Physical Journal E*, 2017, vol. 40, 18.
13. Shliomis M. I., Smorodin B. L. Onset of convection in colloids stratified by gravity. *Physical Review E*. 2005, vol. 71, 036312.
14. Smorodin B. L., Cherepanov I. N. Convection of colloidal suspensions stratified by thermodiffusion and gravity. *European Physical Journal E*. 2014, vol. 37, 118.
15. Bozhko A. A., Putin G. F. On gravitationally-convective instability in colloids. *Bulletin of Perm University. Series: Mathematics, Mechanics, Informatics*. 2012, vol. 4(12), pp. 12–16. (In Russian).
16. Kolchanov N. V., Arefyev I. M. Thermal convection in a layer of magnetic colloid based on a single-component fluid. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2017, vol. 111, pp. 1112–1120.
17. Rudjak V. Ja. Modern status of researches of nanofluids viscosity. *Vestnik NSU. Series: Physics*. 2015, vol. 1, pp. 5–22. (In Russian)
18. Cherepanov I. N., Popov V. A. Experimental study of the influence of concentration on the parameters of a nanofluid. *Bulletin of Perm University. Physics*. 2017, no. 2 (36), pp. 26–32 (In Russian)
19. Boycott, A. E. Sedimentation of blood corpuscles. *Nature*, 1920, Vol. 104, p. 532.
20. Nevskij Ju. A. Gravitational convection of disperse system in large vessels. *Vestnik of Lobachevsky University of Nizhni Novgorod*. 2011, vol. 4 (3), pp. 1012–1014. (In Russian).
21. Nevskii Yu. A., Osiptsov A. N. Slow gravitational convection of disperse systems in domains with inclined boundaries. *Fluid dynamics*, 2010, vol. 46, no 2, pp. 225–239.
22. Peacock T., Blanchette F., Bush, W. M. The stratified Boycott effect. *Journal of Fluid Mechanics*, 2005, vol. 529, p. 22–49.
23. Gershuni G. Z., Zhuhovitskij E. M., Nepomnjaschij A. A. *Ustojchivost' konvektivnyh techenij*. (Stability of convective flows). Moscow: Nauka, 1989, 320 pp. (In Russian).
24. Nigam M. S. Numerical simulation of buoyant mixture flows. *International Journal of Multiphase Flow* 2. 2003, vol. 29 , P. 983-1015.

Просьба ссылаться на эту статью в русскоязычных источниках следующим образом:

Черепанов И. Н., Смородин Б. Л. Перенос примеси наночастиц в сосуде с наклонными боковыми границами // Вестник Пермского университета. Физика. 2018. № 1 (39). С. 81–88. doi: 10.17072/1994-3598-2018-1-81-88

Please cite this article in English as:

Cherepanov I. N., Smorodin B. L. The transfer of nanoparticles impurity in the vessel with inclined lateral boundaries. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2018, no. 1 (39), pp. 81–88. doi: 10.17072/1994-3598-2018-1-81-88