

УДК 536.25, 541.18
PACS 47.65.Cb

О распределении частиц при конвекции коллоидов в подогреваемых снизу узких вертикальных каналах

А. Ф. Глухов*, А. Ю. Ощепков

Пермский государственный национальный исследовательский университет, Пермь, Россия

* glua@mail.ru

Анализируется стационарное распределение частиц при конвекции коллоида с положительной термодиффузией в подогреваемых снизу вертикальных каналах. Перераспределение коллоидных частиц в сечении каналов, как в восходящих, так и в нисходящих потоках, происходит за счёт термодиффузии под влиянием гармонического профиля температуры, сгенерированного тепловой конвекцией. Вертикальные потоки частиц, возникающие за счёт термодиффузии под влиянием приложенного температурного градиента и гравитационного поля (седиментация) не приводят в бесконечных каналах к перераспределению частиц по вертикали и поэтому не влияют на конвекцию. Это связано с отсутствием в бесконечных каналах препятствий для частиц в виде верхней и нижней границы, где неоднородности концентрации могли бы начать свой рост.

Ключевые слова: тепловая конвекция; магнитная жидкость; бинарная смесь; коэффициент Соре

Поступила в редакцию 14.12.2025; после рецензии 05.02.2026; принята к опубликованию 05.02.2026

On the distribution of particles during convection of colloids in narrow vertical channels heated from below

A. F. Glukhov*, A. Yu. Oshchepkov

Perm State University, Perm, Russia

* glua@mail.ru

We analyze the stationary distribution of particles during the convection of a colloid with positive thermodiffusion in bottom-heated vertical channels. The redistribution of the colloid particles in the cross-section of the channels, in both ascending and descending flows, occurs due to thermodiffusion under the influence of the harmonic temperature profile generated by thermal convection. Vertical particle flows, arising due to thermodiffusion under the influence of the applied temperature gradient and gravitational field (sedimentation), do not lead in infinite channels to vertical redistribution of particles and therefore do not affect convection. This is due to the absence in infinite channels of obstacles for particles in the form of the upper and lower boundaries, where the concentration inhomogeneities could begin to grow.

Keywords: thermal convection; magnetic fluids; binary mixture; Soret coefficient

Received 14 December 2025; revised 05 February 2026; accepted 05 February 2026

doi: 10.17072/1994-3598-2026-1-15-22

1. Введение

Термодиффузионные потоки броуновских частиц могут играть важную роль в конвекции коллоидов,

например, магнитных жидкостей с положительной термодиффузией частиц. Скорость дрейфа частиц $v_t = -S_T D G$ зависит от свойств коллоида, описываемых коэффициентами Соре S_T и диффузии D , и

определяется локальным температурным градиентом G . Эти скорости обычно малы в сравнении со скоростями конвекции, но в определённых условиях термодиффузия весьма заметна, например, проявляется в виде неустойчивости конвективного потока с периодической сменой направления течения магнитной жидкости в подогреваемых снизу каналах [1]. С ростом интенсивности, т.е. с увеличением числа Релея, конвекция перестаёт замечать концентрационные неоднородности термодиффузионной природы, течение становится стационарным, но неоднородности всё равно генерируются и могут проявиться позднее. Настоящая работа посвящена поиску распределения частиц при стационарной конвекции коллоида с положительной термодиффузией в узких вертикальных полостях.

2. Конвекция коллоида в плоских связанных каналах

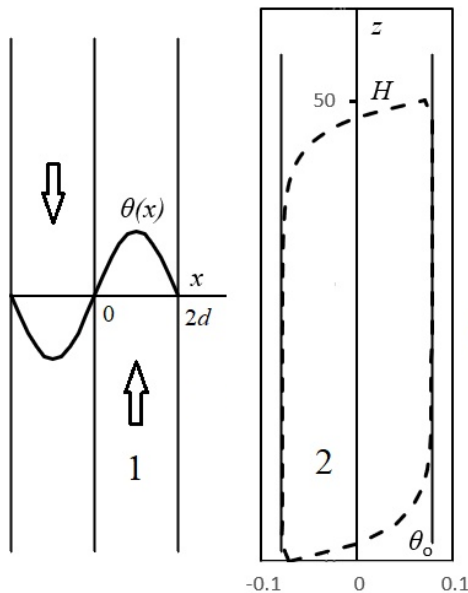


Рис. 1. Конвекция в плоских каналах: 1 – вертикальные каналы и распределение температуры при конвекции коллоида; 2 – распределение температуры в каналах конечной высоты (пунктир) и в бесконечно высоких каналах (сплошные линии)

Рассмотрим процесс возникновения конвекции коллоида с однородной концентрацией частиц в плоских связанных, подогреваемых снизу вертикальных каналах бесконечной высоты рис. 1 (фрагмент 1). Устойчивость механического равновесия жидкости будем анализировать, взяв за основу уравнения и исследования [2]. На стенках бесконечно высоких каналов задан вертикальный линейный профиль температуры $T_o = -Az + const$, здесь A – температурный градиент. В длинных каналах конечной высоты h равновесие теряет устойчивость пороговым образом при разности температур ΔT_o . Безразмерные возмущения температуры $\theta(x) = (T - T_o)/\Delta T_o$ и скорости $V(x)$ для однородной жидкости являются монотонными $\sim \exp(-\lambda t)$ и

справедливо условие замкнутости потока $V_1 = -V_2$, т.е. жидкость поднимается в одном канале и опускается в другом. Структуры, допустимые отдельно в каждом канале, мы не рассматриваем, так как они возникают при значительно более высоких числах Релея. Линейные уравнения для амплитуд нейтральных возмущений равновесия ($\lambda = 0$) таковы:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 V}{dx^2} + Ra \cdot \theta &= 0, \\ \frac{d^2 \theta}{dx^2} + V &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Число Релея

$$Ra = \frac{g\beta_t}{\nu\chi} Ad^4 \quad (2)$$

определено через ν , g , β_t , χ – вязкость, ускорение силы тяжести, коэффициент теплового расширения и теплопроводность соответственно. В качестве единиц выбраны: размер – d ; время – d^2/ν ; скорость – ν/d . Граничные условия $V = \theta = 0$, при $x = 0, \pm 2$, т.е. стенки каналов высокотеплопроводные и без проскальзывания.

Решение уравнений (1) имеет вид гармонических профилей скорости и температуры в сечении каналов. Наиболее опасные возмущения для устойчивости равновесия таковы:

$$\begin{aligned} V(x) &= V_o \sin\left(\frac{\pi x}{2}\right), \\ \theta(x) &= \theta_o \sin\left(\frac{\pi x}{2}\right). \end{aligned} \quad (3)$$

Подставляя (3) в (1), получаем критическое число Релея – порог возникновения тепловой конвекции

$$Ra_o = \frac{\pi^4}{16} = 6.09. \quad (4)$$

Течения с более мелкомасштабным профилем скорости и температуры поперёк канала возможны, но не рассматриваются, так как соответствующие критические числа Релея на порядки превышают Ra_o .

Набор параметров, определяющих конвекцию типичного образца магнитной жидкости с объёмной концентрацией $C_o = 0.12$ в экспериментах [1] равен

$$\frac{g\beta_t}{\nu\chi} = 2.4 \cdot 10^{10} \frac{1}{\text{м}^3 \text{К}}.$$

Это означает, что конвекция в каналах, например, толщиной $2d = 2$ мм возникает при превышении критического градиента температур $A > 2.5$ К/см.

Отсутствие уравнения для концентрации C в (1) связано с тем, что концентрационные неоднородности могут начать рост у нижней и верхней границы

каналов в результате гравитационной седиментации [3] и за счет термофореза частиц по вертикали под влиянием градиента A [4, 5]. Однако обсуждаемые каналы не имеют препятствий в виде горизонтальных границ, где мог бы начаться рост вертикальных неоднородностей. В бесконечных каналах неоднородности концентрации могут возникнуть только в узком горизонтальном сечении вдоль оси x за счет термодиффузионного перераспределения частиц в неоднородном температурном поле и только после того, как $\Theta(x)$ вырастет до заметных величин. Важно, что уравнения (3), как отмечалось в [2], благодаря прямолинейности траекторий жидких частиц, описывают не только бесконечно малые возмущения равновесия, но и течение с конечной величиной V и Θ . При этом поле $C(x)$, благодаря прямолинейности траекторий, останется однородным по вертикали даже на фоне конвекции, поэтому сила Архимеда концентрационной природы в уравнении для скорости не появляется.

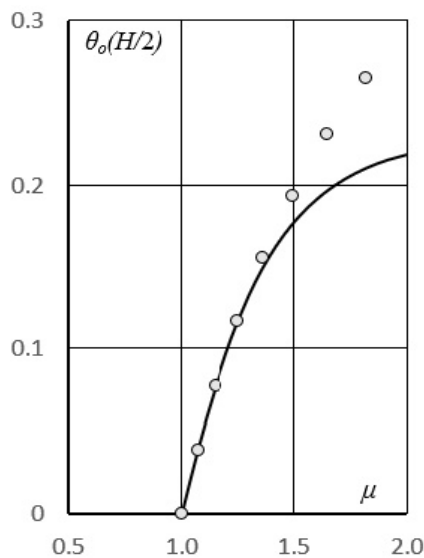


Рис. 2. Температура в центре канала конечной высоты в зависимости от надкритичности

В каналах конечной высоты h экспоненциальный рост возмущений завершается стационарным течением и температурное поле начинает зависеть и от вертикальной координаты $\Theta(x, z)$. Однако при небольших надкритичностях $\mu = Ra/Ra_0$ температура Θ остаётся однородной по вертикали вдоль большей части длины каналов, т.е. мы по-прежнему можем описывать главную часть поля функцией одной переменной $\Theta(x)$. На рис.1 (фрагмент 2) показано вертикальное распределение температуры в коротких каналах ($\mu = 1.128$, безразмерная высота $H = h/d = 50$), полученное модификацией на случай плоских каналов точного решения [6], описывающего конвекцию в каналах квадратного сечения. Из названного модифицированного решения можно получить формулы для скорости конвекции и температуры в центре плоских каналов в зависимости

от μ . Эти простые формулы применимы для небольших надкритичностей ($1 < \mu < 1.4$):

$$\begin{aligned} V_0 &= \frac{3\pi^3 H}{64P} \left(\frac{\mu - 1}{\mu} \right), \\ \theta_0 \left(\frac{H}{2} \right) &= \frac{3\pi H}{16P} \left(\frac{\mu - 1}{\mu} \right), \end{aligned} \quad (5)$$

где $P = \nu / \chi$ число Прандтля. На рис. 2 показан график температуры $\theta_0(H/2)$ в зависимости от μ , построенный для $H = 50$ и $P = 48$. Сплошной линией обозначено названное выше точное решение, а точки отображают приближенную формулу (5).

Из рис. 1 (фрагмент 2) видно, что температуры в центре правого и левого каналов отличаются знаком, канал с подъёмным течением имеет температуру на оси $+\theta_0$, а противоположный канал $-\theta_0$, т.е. так же, как и с бесконечными каналами. Только вблизи мест стыковки каналов температура плавно меняется от $-\theta_0$ до $+\theta_0$, поэтому рост подъёмной силы замедляется, и это обеспечивает наступление стационарного конвективного течения с постоянной скоростью. При конечном h вертикальные неоднородности концентрации могли бы вырасти за счёт термодиффузии под влиянием градиента A и в результате гравитационной седиментации. Однако это очень медленные процессы и, если интересоваться временами много меньше диффузионного времени $h^2 \pi^2 D^{-1}$, то описанный ниже подход к поиску распределения частиц только под влиянием неоднородности температуры поперёк канала вполне оправдан. Диффузионное время для образцов магнитной жидкости, использованных в экспериментах [1] порядка года. Неоднородности в горизонтальном сечении, например, при $h = 50$ мм и $d = 1$ мм устанавливаются быстрее в $(h/d)^2 \sim 3 \cdot 10^3$ раз.

3. Распределение частиц в сечении каналов при гармоническом профиле температуры

При развитой конвекции в бесконечных каналах концентрация становится неоднородной по горизонтали $C(x)$ за счёт неоднородности температуры. Уравнение для C остаётся независимым от скорости V и может решаться отдельно. Скорость термодиффузионного дрейфа частиц теперь, в отличие от [4, 5], не является постоянной по сечению канала, а определяется гармоническим распределением температуры (3).

Процесс установления распределения концентрации будем описывать в терминах линейной плотности вероятности:

$$n(x, t) = \frac{1}{2d} \cdot \frac{C(x, t)}{C_0},$$

удовлетворяющей диффузионному уравнению [7]:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial x} \left(S_T D \frac{\partial \Theta(x)}{\partial x} \cdot n \right), \quad (6)$$

в котором поле сил, действующих на броуновскую частицу, определяется неоднородным профилем температуры. Это уравнение в современной литературе по теории марковских случайных процессов и их применению к исследованию броуновского движения называют *уравнением Фоккера–Планка* (УФП) [8].

Стационарное распределение концентрации описывается решением однородного УФП при $\partial n / \partial t = 0$. В единицах длины, используемых в (3), стационарное уравнение для n примет вид

$$n'' + \varepsilon \left(\cos \left(\frac{\pi \tilde{x}}{2} \right) \cdot n \right)' = 0. \quad (7)$$

В уравнении (7) штрих означает дифференцирование по безразмерной координате, а параметр

$$\varepsilon = \frac{\nu_o d}{D} \quad (8)$$

определяется через скорость термодиффузионного дрейфа частиц

$$\nu_o = \frac{\pi S_T D \Theta_o}{2d}. \quad (9)$$

Из (8) и (9) видно, что параметр ε не зависит от коэффициента диффузии и размера d , а определяется только коэффициентом S_{Te} и температурой в центре канала

$$\varepsilon = \frac{\pi S_T \Theta_o}{2},$$

поскольку диффузионный и термодиффузионный потоки частиц определяются одним и тем же коэффициентом диффузии D .

Стенки каналов непроницаемы для частиц, т.е. термодиффузионный поток компенсируется обратным диффузионным потоком:

$$\begin{aligned} D \frac{dC}{dx} - \nu_o C &= 0, \quad x = \pm 2d; \\ D \frac{dC}{dx} + \nu_o C &= 0, \quad x = 0. \end{aligned}$$

Из этих соотношений следуют граничные условия для уравнения (7):

$$\begin{aligned} n' - \varepsilon \cdot n &= 0, \quad \tilde{x} = \pm 2; \\ n' + \varepsilon \cdot n &= 0, \quad \tilde{x} = 0. \end{aligned} \quad (10)$$

Кроме того, выполняется условие сохранения числа частиц отдельно в каждом канале:

$$\frac{1}{2d} \int_{-2d}^0 C dx = \frac{1}{2d} \int_0^{2d} C dx = C_o,$$

что отвечает условию нормировки величины n :

$$\int_{-2}^0 n d\tilde{x} = \int_0^2 n d\tilde{x} = \frac{1}{d}. \quad (11)$$

Проведя однократное интегрирование уравнения (7), получим

$$n' + \varepsilon \cdot \cos \left(\frac{\pi \tilde{x}}{2} \right) \cdot n = C_1. \quad (12)$$

Граничные условия (10) дают значение $C_1 = 0$. Решение для n в этом случае имеет вид

$$n = C_2 \cdot \exp \left(-\frac{2\varepsilon}{\pi} \sin \left(\frac{\pi \tilde{x}}{2} \right) \right). \quad (13)$$

Константа C_2 определяется из условия (11).

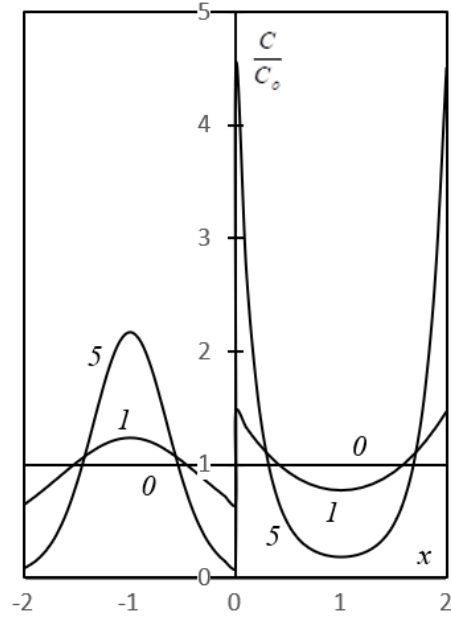


Рис. 3. Профили концентрации в сечении каналов при значениях параметра $\varepsilon = 0; 1; 5$

Далее будем использовать безразмерную концентрацию

$$\frac{C(x)}{C_o} = 2d \cdot n. \quad (14)$$

Для неё из выражения (13) с учётом условия (11) окончательно получаем распределение

$$\frac{C}{C_o} = \frac{2}{I(\varepsilon)} \exp \left(-\frac{2\varepsilon}{\pi} \sin \left(\frac{\pi \tilde{x}}{2} \right) \right). \quad (15)$$

Нормировочный интеграл I для каналов имеет вид

$$I = \begin{cases} \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} \exp \left(\frac{2\varepsilon}{\pi} \sin \left(\frac{\pi \xi}{2} \right) \right) d\xi, & -2 < \tilde{x} < 0, \\ \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} \exp \left(-\frac{2\varepsilon}{\pi} \sin \left(\frac{\pi \xi}{2} \right) \right) d\xi, & 0 < \tilde{x} < 2. \end{cases} \quad (16)$$

Графики решений (15) (16) представлены на рис. 3. Отметим, что распределения концентрации в каналах несимметричны. В левом канале, где холодная жидкость течёт вниз, термодиффузия пытается концентрировать частицы в центре канала оттягивая их от стенок. В правом канале с течением нагретой жидкости вверх, термодиффузия, наоборот, вытягивает частицы из тёплого центра к более холодным стенкам канала.

Для магнитных жидкостей, с которыми проводились обозначенные выше эксперименты, значение параметра ε обычно много меньше единицы, поэтому выражения (15, 16) можно разложить в ряд по этому параметру и в линейном приближении получить более простые формулы для профилей концентрации:

$$\frac{C}{C_0} = \begin{cases} 1 - \frac{2\varepsilon}{\pi} \left(\sin\left(\frac{\pi\tilde{x}}{2}\right) + \frac{2}{\pi} \right), & -2 < \tilde{x} < 0, \\ 1 - \frac{2\varepsilon}{\pi} \left(\sin\left(\frac{\pi\tilde{x}}{2}\right) - \frac{2}{\pi} \right), & 0 < \tilde{x} < 2 \end{cases} \quad (17)$$

На рис. 4 показаны соответствующие графики распределений.

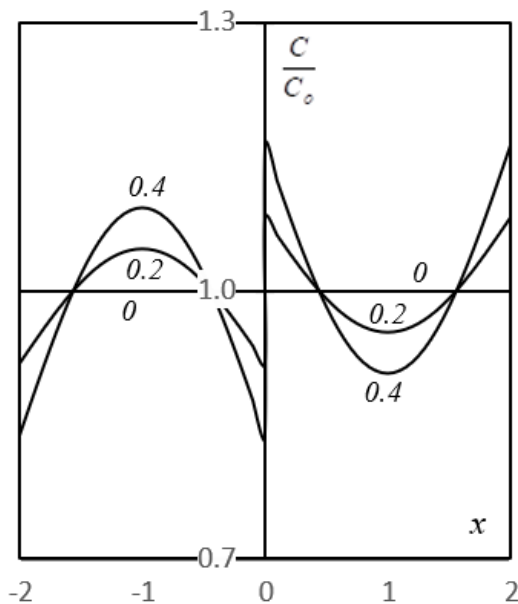


Рис. 4. Профили концентрации в сечении каналов полученные в линейном приближении по параметру ε при разных значениях $\varepsilon = 0; 0.2; 0.4$.

4. Анализ результатов

Бесконечных каналов в природе не бывает. Экспериментатор всегда имеет дело с длинными каналами конечной высоты h . Один из авторов настоящей публикации принимал участие в экспериментах с каналами длиной до 266 мм с безразмерной высотой до $H = 167$ [6]. Эксперименты по измерению скорости конвекции и распределений температуры в таких каналах подтвердили справедливость найденных в цитируемой работе

теоретических решений. В плоских каналах при небольших надкритичностях скорость и температура хорошо описываются формулами (5). Размерная стационарная скорость конвекции и температура в центре канала также могут быть найдены:

$$v_o = \frac{3\pi^3 h \chi}{64d^2} \left(\frac{\mu-1}{\mu} \right),$$

$$g_o \left(\frac{h}{2} \right) = \frac{3\pi \Delta T_o}{16} \left(\frac{\mu-1}{\mu} \right).$$

Время пробега жидкой частицей длины канала не зависит от h и квадратично растёт с ростом d :

$$\tau_v = \frac{h}{v_o} = \frac{64d^2}{3\pi^3 \chi} \left(\frac{\mu}{\mu-1} \right).$$

Стационарное распределение концентрации образуется в результате диффузионного процесса. Характерное время его установления в сечении канала тоже пропорционально квадрату d :

$$\tau_D = \frac{(2d)^2}{\pi^2 D}.$$

Чтобы распределение концентрации (17) успело установиться, надо чтобы жидкая частица в центре канала проходила длину h за время больше диффузионного времени. Приравнявая названные времена, видим, что необходимая для этого надкритичность не зависит от геометрических размеров каналов d и h , а определяется только отношением коэффициентов диффузии D и температуропроводности χ :

$$\frac{\mu-1}{\mu} = \frac{16D}{3\pi\chi}. \quad (18)$$

Для обсуждаемой здесь жидкости $D/\chi = 5.3 \cdot 10^{-5}$, поэтому необходимая величина надкритичности должна быть весьма малой, $\mu - 1 < 10^{-4}$. Для наших каналов и жидкостей $\Delta T_o = 12.5 K$, поэтому в эксперименте следовало бы поддерживать разность ΔT с относительной точностью лучше 10^{-5} , а температуру задать выше ΔT_o на тысячные доли градуса, что невозможно.

Таким образом, как оказалось, трудно организовать такое конвективное течение, чтобы найденные термодиффузионные распределения частиц для бесконечных каналов успели реализоваться в каналах конечной высоты. Для таких каналов необходимо исследовать решение нестационарного уравнения (6) при малых временах, либо применять феноменологическую модель, рассматривая концентрационные процессы только вблизи стенок в узком приграничном слое, где скорости конвекции сравнимы с термодиффузионными скоростями. Такой подход уже давал положительные результаты. Например, в [9] из анализа кинематики коллоидных

частиц и обработки экспериментальных записей периодических конвективных процессов в каналах, определён верный знак термодиффузии и величина коэффициента Co_{re} , а также дано объяснение причин периодической неустойчивости конвективного течения МЖ. В [1] определена зависимость периода этих процессов от числа Релея и результат совпал с экспериментальной зависимостью. Толщина условно пограничного слоя, где сосредоточены концентрационные неоднородности, также найдена в работе [9] из анализа деформации за счёт термодиффузии изначально прямолинейных траекторий коллоидных частиц. Для наших плоских каналов и обсуждаемой МЖ оценка такова:

$$\delta = d \sqrt{\frac{4S_T D \Delta T_o}{\pi^2 \chi}} \sim 7 \cdot 10^{-3} \text{ мм}. \quad (19)$$

В остальной части сечения каналов концентрация остаётся однородной.

Оценку можно выполнить иначе, если учесть, что диффузионный процесс роста неоднородности начинается от стенки канала и распространяется в направлении центра. Зададимся вопросом, какое расстояние δ процесс преодолет за время равное диффузионному времени, т.е. на каком расстоянии от стенки канала диффузионное время сравняется со временем пробега частицей высоты h . С учётом гармонического профиля скорости получаем

$$\tau_v(\delta) = \frac{h}{v_o \sin(\pi\delta / 2d)}.$$

Тогда соотношение (18) будет выглядеть так:

$$\frac{\mu - 1}{\mu} = \frac{16D}{3\pi\chi \sin(\pi\delta / 2d)}.$$

Выберем величину $\mu = 1.128$ как на рис. 1 и тогда можно найти выражение и оценку для δ

$$\delta = \frac{32Dd}{3\pi^2 \chi} \frac{\mu}{(\mu - 1)} \sim 0.5 \cdot 10^{-3} \text{ мм}. \quad (20)$$

Близость по порядку величины оценок (19) и (20) ещё раз указывает на то, что поиск стационарного распределения частиц при конвекции коллоида в каналах конечной высоты следует вести в условно пограничном слое вблизи стенок каналов.

Полученные результаты сравним с выполненными ранее исследованиями конвекции жидких бинарных смесей с термодиффузией в каналах конечной высоты квадратного сечения. В работе [10] конвекция бинарной смеси исследовалась методом Галеркина. Уравнения конвекции сводились к одномерным, описывающим поля скорости, температуры и концентрации в зависимости от вертикальной координаты. Подобный способ понижения размерности задачи применялся ранее, например, в работе [11] при изучении конвекции в узкой ячейке

Хеле–Шоу. Для аппроксимации полей скорости и температуры в сечении каналов использовались функции, совпадающие с собственными функциями линейной задачи конвективной устойчивости равновесия однокомпонентной жидкости в каналах бесконечной высоты [9]. Поле концентрации аппроксимировалось специальной функцией, удовлетворяющей граничным условиям. Эта функция охватывала всё сечение канала, т.е. ни о каком условно пограничном слое (19) речи идти не могло.

В работе [12] при исследовании конвекции бинарных смесей в тех же каналах авторы не назначали заранее распределение C в сечении, а искали его численно методом сеток. В этом исследовании также не отмечается распределения концентрации, напоминающего пограничный слой. Хотя отметим, что для разрешения неоднородности размером (19) сетка для численного исследования должна быть существенно более мелкой.

Но дело не в выборе аппроксимирующей функции для поля концентрации и не в разрешении сетки. Главное отличие подходов к поиску распределения концентрации в работах [10, 12], от подхода, описанного в настоящей публикации, состоит в том, что предлагаемое исследование выполнено в условиях изначально однородной концентрации, тогда как в цитируемых работах исследование идёт на фоне вертикального установившегося термодиффузионного распределения концентрации, возникающего под воздействием заданного вертикального температурного градиента A .

Наши аргументы против использования в задаче этого начального градиента C просты, он очень медленно образуется. В бесконечных каналах бесконечно долго. Для наших МЖ в наших конечных каналах это время порядка года. Для бинарных смесей, применённых в [10], время порядка недели.

Второй и главный аргумент состоит в том, что скорости конвекции в сечении каналов слишком велики ~ 1 мм/с в сравнении со скоростями термодиффузионного дрейфа частиц $\sim 10^{-7}$ мм/с и с термодиффузионной скоростью в жидкой бинарной смеси [5] $v_t = S_T D A \sim 10^{-6}$ мм/с. Из сравнения этих чисел видно, что в большей части потока коллоидные частицы «вморожены» в жидкую среду и не успевают где либо сконцентрироваться за короткое время одного полуоборота ~ 1 мин. Концентрирование частиц возможно только у стенок каналов, где скорости конвекции малы.

Таким образом, сравнение результатов с результатами прежних исследований даёт новый материал для продолжения изучения конвекции коллоидов и жидких бинарных смесей в узких полостях.

Заключение

В зазоре между двумя плоскостями найдено стационарное распределение коллоидных частиц за

счёт положительной термодиффузии при гармоническом профиле температуры. Гармонический профиль температуры возникает в результате конвективного течения в плоских, вертикальных, подогреваемых снизу связанных каналах бесконечной высоты. Обсуждаются трудности наблюдения в эксперименте найденных распределений частиц в каналах конечной высоты. Показано, что распределение частиц в каналах конечной высоты следует искать в узком, условно пограничном слое вблизи стенок каналов.

Результаты сравниваются с выполненными ранее исследованиями конвекции жидких бинарных смесей с термодиффузией в коротких каналах квадратного сечения.

Список литературы

1. Глухов А. Ф., Сидоров А. С. О периодических конвективных процессах в магнитной жидкости в вертикальных каналах // Изв. РАН. МЖГ. 2019. № 4. С. 13–18.
2. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 с.
3. Чандрасекар С. Стохастические проблемы в физике и астрономии. М.: изд-во иностр. лит-ры, 1947. 168 с.
4. Черепанов И. Н., Смородин Б. Л. Влияние длины седиментации на конвективную устойчивость коллоидной суспензии // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2017. Т. 152, № 6. С. 1404–1413.
5. Глухов А. Ф. Подкритическая конвекция в коллоидах и жидких бинарных смесях с положительной термодиффузией // Вестник Пермского университета. Физика. 2024. № 2. С. 19–26.
6. Глухов А. Ф., Зорин С. В., Путин Г. Ф., Петухова Е. С. Тепловая конвекция в связанных вертикальных каналах конечной высоты / в сб.: Конвективные течения. Пермь: изд-во ПГПИ, 1985. С. 24–31.
7. Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Физическая кинетика. М.: Наука, 1979. 528 с.
8. Кляцкин В. И. Стохастические уравнения. Теория и ее приложения к акустике, гидродинамике и радиофизике. Т. 1. М.: ЛитРес, 2016. 318 с.
9. Глухов А. Ф., Сидоров А. С. Влияние термофореза частиц на конвекцию магнитных жидкостей в узких каналах при подогреве снизу // Изв. РАН. МЖГ. 2023. № 1. С. 69–80.
10. Глухов А. Ф., Демин В. А., Путин Г. Ф. О разделении смесей в связанных каналах // Прикладная механика и техническая физика. 2009. Т. 50, № 1. С. 68–77.
11. Любимов Д. В., Путин Г. Ф., Чернатинский В. Н. Конвекция в ячейке Хеле–Шоу при подогреве снизу // Гидродинамика. Вып. 10. 1977. С. 3–14.
12. Глухов А. Ф., Демин В. А., Путин Г. Ф. Конвекция бинарной смеси в связанных каналах при подогреве снизу // Изв. РАН. МЖГ. 2007. № 2. С. 13–23.

References

1. Glukhov A. F., Sidorov A. S. Periodic convective processes in a magnetic fluid in vertical channels. *Fluid Dynamics*, 2019, vol. 54, no. 4, pp. 451–456.
2. Gershuni G. Z., Zhukhovitskii E. M. *Convective stability of incompressible fluids*. Jerusalem: Keter Press, 1976, 330 p.
3. Chandrasekhar S. Stochastic problems in physics and astronomy. *Reviews of Modern Physics*, 1943, vol. 15, no. 1, pp. 1–89.
4. 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.
5. Glukhov A. F. Subcritical convection in colloids and liquid binary mixtures with positive thermal diffusion. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2024, no. 2, pp. 19–26. (in Russian)
6. Glukhov A. F., Zorin S. V., Putin G. F., Petukhova E. S. Thermal convection in connected vertical channels of finite height. *Heat Transfer – Soviet Research*, 1988, vol. 20, no. 2, pp. 167–173.
7. Lifshitz E. M., Pitaevskii L. P. *Physical Kinetics*. Oxford: Butterworth-Heinemann, 1981. 452 p.
8. Klyaczkin V. I. *Stokhasticheskie uravneniya. Teoriya i ee prilozheniya k akustike, gidrodinamike i radiofizike* [Stochastic Equations: Theory and Applications to Acoustics, Hydrodynamics, and Radiophysics]. Vol. 1. Moscow: LitRes, 2016. 318 p. (in Russian).
9. Glukhov A. F., Sidorov A. S. Effect of particle thermophoresis on convection of magnetic fluids in narrow channels heated from below. *Fluid Dynamics*, 2023, vol. 58., no. 1, pp. 45–56.
10. Glukhov A. F., Demin V. A., Putin G. F. Separation of mixtures in connected channels. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 2009, vol. 50, no. 1, pp. 58–65.
11. Lyubimov D. V., Putin G. F., Chernatynskij V. N. Konvektsija v iacheike Hele-Shou pri podogreve snizu [Convection in a Hele–Shaw cell heated from below]. *Gidrodinamika* [Hydrodynamics], 1977, no. 10, pp. 3–14. (In Russian)
12. Glukhov A. F., Demin V. A., Putin G. F. Binary-mixture convection in connected channels heated from below. *Fluid Dynamics*, 2007, vol. 42, pp. 160–169.

Просьба ссылаться на эту статью в русскоязычных источниках следующим образом:

Глухов А. Ф., Ощепков А. Ю. О распределении частиц при конвекции коллоидов в подогреваемых снизу узких вертикальных каналах // Вестник Пермского университета. Физика. 2026. № 1. С. 15–22. doi: 10.17072/1994-3598-2026-1-15-22

Please cite this article in English as:

Glukhov A. F., Oshchepkov A. Yu. On the distribution of particles during convection of colloids in narrow vertical channels heated from below. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2026, no. 1, pp. 15–22. doi: 10.17072/1994-3598-2026-1-15-22

Сведения об авторах

1. Александр Федорович Глухов, к.ф.-м.н., доцент, Физико-математический институт, Пермский государственный национальный исследовательский университет, ул. Букирева, 15, Пермь, 614068
2. Александр Юрьевич Ощепков, к.ф.-м.н., профессор, Физико-математический институт, Пермский государственный национальный исследовательский университет, ул. Букирева, 15, Пермь, 614068

Author information

1. Alexander F. Glukhov, Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor, Institute of Physics and Mathematics, Perm State University; 15, Bukireva st., Perm, 614068, Russia
2. Alexander Yu. Oshchepkov, Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Professor, Institute of Physics and Mathematics, Perm State University; 15, Bukireva st., Perm, 614068, Russia