

Распределение коллоидных частиц при одновременном действии термофореза и седиментации

А. Ф. Глухов

Пермский государственный национальный исследовательский университет
614990, Пермь, ул. Букирева, 15
email: glua@mail.ru

Анализируются вертикальные профили концентрации в магнитной жидкости с учетом седиментации и термофореза коллоидных частиц. В жидкости создан постоянный вертикальный градиент температуры. Скорость движения частиц определяется как разность скорости седиментации и скорости термодиффузионного дрейфа. Стационарное вертикальное распределение концентрации частиц в коллоиде описывается экспонентой. Введено понятие термодиффузионной длины по аналогии с длиной седиментации. Обсуждается конвективная неустойчивость магнитной жидкости (эксперимент) в связанных вертикальных каналах.

Ключевые слова: магнитная жидкость; тепловая конвекция; коэффициент Соре

Поступила в редакцию 08.01.2020; принята к опубликованию 06.02.2020

Distribution of colloidal particles under the simultaneous action of thermophoresis and sedimentation

A. F. Glukhov

Perm State University, Bukirev St. 15, 614990, Perm

Vertical concentration profiles in the magnetic fluid are analyzed, taking into account the sedimentation and thermophoresis of colloidal particles. A constant vertical temperature gradient is created in the fluid. The particle velocity is defined as the difference between the sedimentation rate and the thermodiffusion drift rate. The stationary vertical distribution of the particle concentration in the colloid is described by an exponent. The concept of thermodiffusion length is introduced by analogy with the length of sedimentation. Convective instability of a magnetic fluid (experiment) in connected vertical channels is discussed.

Keywords: magnetic fluid, thermal convection, Soret coefficient

Received 08.01.2020; accepted 06.02.2020

doi: 10.17072/1994-3598-2020-1-11-16

1. Введение

При анализе экспериментов по конвекции магнитной жидкости в вертикальных каналах [1] было

показано, что термодиффузионный дрейф коллоидных частиц поперек каналов провоцирует неустойчивость конвективного течения, что является причиной периодических переходов системы между двумя возможными ветвями конвекции. По-

сколькx скорости вертикального перемещения магнитных частиц за счет термофореза и седиментации в сравнении со скоростью конвекции малы, они не принимались во внимание.

Однако вертикальные концентрационные потоки (термодиффузия и седиментация) важны при отсутствии конвекции в условиях механического равновесия вблизи критического перепада температур. Например, для того чтобы понять природу подкритических конвективных всплесков, так называемых «пикообразных выбросов», обнаруженных в численных экспериментах [2] и позднее наблюдавшихся в лабораторных опытах при изучении конвекции бинарной смеси в каналах. Похожие конвективные всплески наблюдались и в экспериментах с магнитными жидкостями ниже порога неустойчивости механического равновесия.

В [3] реализована идея управления седиментацией коллоидных частиц за счет вертикального температурного градиента. Получено аналитическое решение, описывающее переходные концентрационные профили при разных знаках термодиффузии и градиента T . В основу положено уравнение потока вещества, учитывающего диффузию и термодиффузию частиц

$$\vec{J} = -\rho D (\nabla C + \alpha \nabla T). \quad (1)$$

Таковую же формулу для потока вещества явно или неявно использовали и другие исследователи конвекции коллоидов, например, в работе [4]. Однако уравнение (1) изначально было предназначено для бинарных смесей в предположении, что наведенное термодиффузией отклонение концентрации от среднего значения мало $C \ll C_0$ [5].

В формуле (1) вклад второго слагаемого в поток вещества не зависит явно от концентрации. Автору настоящей статьи было трудно согласиться с тем, что термодиффузионный поток коллоидных частиц не зависит от текущей числовой плотности частиц в данной точке. Поэтому была предпринята попытка выполнить дополнительный анализ и оценку применимости обсуждаемой формулы для коллоидных систем, где коэффициент термодиффузии α на один-два порядка больше, чем у жидких бинарных смесей. Ниже приведен анализ образования распределений частиц при совместном действии седиментации и термодиффузии за счет постоянного вертикального градиента температуры без явного использования (1).

Отметим, что поскольку коэффициент α в жидких растворах зависит от концентрации, то исследователи предполагают его связь со средней по объему концентрацией $\alpha = S_T C_0 (1 - C_0)$, здесь S_T – коэффициент Соре (см., например, [6]). Но в уравнениях конвекции эта формула обычно используется только для привязки коэффициента термодиффузии α к среднему значению C_0 , а уравнение концентрации пишется для отклонения C от C_0 . При этом C предполагается малой в сравнении со

средней концентрацией. Тем самым авторы заранее исключают случаи, когда наведенные термодиффузией (термофорезом) неоднородности концентрации C не малы.

В магнитных жидкостях в каналах высотой $h \sim 5$ см с приложенным температурным градиентом $A \sim 1$ К/см [1] мы имеем именно такой случай – наведенные термофорезом вертикальные неоднородности концентрации нельзя считать малыми, а их распределение, как будет показано ниже, не является линейным.

Уже процитированные авторы в более новых публикациях [7] получили экспоненциальное распределение концентрации коллоида в состоянии механического равновесия за счет термодиффузии.

2. Профили концентрации частиц в неоднородно нагретых каналах

Рассмотрим коллоидную частицу в покоящейся жидкости, в которой задан постоянный вертикальный однородный по высоте градиент температуры A . Концентрацию частиц предполагаем небольшой, чтобы можно было пользоваться формулой Эйнштейна для оценки коэффициента диффузии, и скорость термодиффузионного дрейфа частицы можно записать [1] следующим образом:

$$v_t = -S_T DA.$$

При подогреве снизу ($A < 0$) и при положительной термодиффузии ($S_T > 0$) частицы благодаря термофорезу дрейфуют вверх ($v_t > 0$).

Поскольку температурный профиль в магнитной жидкости образуется относительно быстро, а концентрационные профили, наоборот, появляются очень медленно (отношение характерных времен $\tau_D / \tau_\chi = \chi / D \sim 10^5$), рассматривать вклад в кинетику процесса нестационарных переходных температурных профилей нет смысла. С самого начала процесса зададим линейный температурный профиль $T = T_0 + A \cdot z$.

На тяжелую частицу в неоднородно нагретой магнитной жидкости действуют две силы с определенным направлением – это сила тяжести и сила Архимеда. Термодиффузионный дрейф частицы также можно интерпретировать как результат действия некоторой силы – силы Соре:

$$F_{Sr} = -6\pi\eta r S_T DA. \quad (2)$$

При положительном коэффициенте S_T сила Соре направлена противоположно вертикальному градиенту температуры.

Скорость и направление движения частицы определяет сумма названных сил, которая уравновешивается силой трения Стокса:

$$-6\pi\eta r S_T DA - (m - m^*)g = 6\pi\eta r v,$$

где m – масса частицы; m^* – масса жидкости в объеме, равном объему частицы; η – вязкость жидкости; r – радиус частицы; $\mathbf{v} = \mathbf{v}_t + \mathbf{v}_s$ – скорость

дрейфа, v_s – скорость седиментации; v_t – скорость термодиффузионного дрейфа.

Эксперименты [1, 11] показывают, что для магнитных жидкостей коэффициент Соре S_T является положительным. Движение частицы вверх или вниз зависит от величины и направления температурного градиента (подогрев снизу или сверху). Скорость частицы определяется формулой

$$v = -S_T DA - \frac{2r^2(\rho_m - \rho_n)g}{9\eta}. \quad (3)$$

Скорость (3) в зависимости от знака коэффициента Соре и знака A может быть отрицательной (частицы движутся вниз) или положительной (движение частиц вверх).

Выведем уравнение, описывающее процесс образования вертикального профиля числовой плотности частиц $n(z)$ в условиях неоднородной температуры при постоянном вертикальном градиенте, но при отсутствии конвекции. Для этого запишем формулу для вертикального потока частиц, который определяет диффузия и перенос частиц со скоростью v :

$$\bar{I} = -\left(D \frac{dn}{dz} \bar{y} + v \cdot n\right).$$

Выделим два близких горизонтальных сечения на высоте z и $z + dz$ и запишем формулу накопления частиц в слое объемом Sdz :

$$\frac{\partial N}{S \partial t} = I(z + dz) - I(z),$$

откуда получается уравнение для числовой плотности частиц:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} + v \frac{\partial n}{\partial z}. \quad (4)$$

На верхней и нижней границах слоя следует поставить условие непроницаемости для частиц:

$$D \frac{dn}{dz} + v \cdot n = 0 \text{ при } z = 0, h \text{ для } t > 0. \quad (5)$$

Также учтем, что в начальный момент времени плотность частиц однородна и равна n_0 , а количество частиц в объеме полости сохраняется.

Уравнение (4) с условиями (5) аналогично по структуре уравнению, описывающему кинетику образования барометрического распределения частиц в магнитной жидкости [8, 9].

Таким образом, вклад вертикальной термодиффузии при постоянном температурном градиенте сводится к простому переопределению скорости движения частиц и никак не влияет на вид переходных структур поля концентрации и на итоговую стационарную структуру распределения. Не обсуждая переходный процесс, запишем стационарное решение уравнения

$$n = n_0 \frac{-hl^{-1}}{1 - \exp(hl^{-1})} \exp\left(\frac{z}{l}\right). \quad (6)$$

По аналогии с [9] здесь введено понятие характерной длины $l = -D/v$, которая теперь зависит не только от скорости Стокса, но и скорости термодиффузионного дрейфа частиц.

При выключенной термодиффузии ($A = 0$) распределение концентрации в [3] совпадает с (6), но термодиффузия интегрирована в решение иначе.

Величина l может принимать как положительные, так и отрицательные значения в зависимости от направления градиента температуры и знака коэффициента Соре

$$l = \frac{D}{S_T DA + 2r^2 g (\rho_m - \rho_n) (9\eta)^{-1}}. \quad (7)$$

Если термофорез слаб в сравнении с седиментацией, например, задан нулевой градиент температуры $A = 0$, то мы получаем обычную седиментационную длину l_s , совпадающую с [9].

В случае, когда седиментация слабее термофореза ($v_s \ll v_t$), например, в невесомости, получаем термодиффузионный профиль концентрации

$$n = n_0 \frac{-S_T Ah}{1 - \exp(S_T Ah)} \exp(S_T Az). \quad (8)$$

Термодиффузионный профиль (8) совпадает с [7] и отличается от линейного распределения концентрации в [3, 4]. Профили концентрации, полученные на базе (1), имеют градиент $-S_T A$. Профиль C должен быть записан так, чтобы выполнялся закон сохранения, $C = C_0 - S_T A \cdot (z - h/2)$. Для обсуждаемого образца разность концентраций между верхом и низом каналов оказалась в десятки раз больше разности, рассчитанной по (8), и в нижней части канала получается не имеющая смысла отрицательная концентрация, т.е. использование уравнения (1) для изучения коллоидных растворов может привести к фатальной ошибке.

В случае слабой седиментации можно ввести характеристику экспоненциального профиля концентрации в виде термодиффузионной длины

$$l_T = \frac{1}{S_T A}. \quad (9)$$

Для образца магнитной жидкости со средним размером ядра магнитных частиц 12 нм и объемной концентрацией 0.16, описанного в [1], эта длина отрицательна и составляет $l_T = -2.5$ см ($A < 0$, $\Delta T = 10$ К, $S_T = 0.2$ К⁻¹, $h = 5$ см). Тогда как длина седиментации для этого образца положительна и равна $l_s = 10$ см, т.е. термодиффузия качественно меняет картину вертикального распределения концентрации в каналах (рис.1). Скорость термодиффузионного дрейфа оказалась больше, чем скорость седиментации, частицы движутся вверх и накапливаются вверху. Диффузионное время образования стационарного профиля $\tau \sim h^2(\pi^2 D)^{-1}$ в обсуждаемом случае составляет год.

Учет защитной оболочки, которой покрываются магнитные частицы, качественно не меняет картину. Действительно, при толщине защитной оболочки 2 нм из материала плотностью 0.9 г/см³ скорость Стокса для частиц среднего размера составит $3.2 \cdot 10^{-11}$ м/с вместо $4.1 \cdot 10^{-11}$ м/с. Коэффициент диффузии, оцененный по Эйнштейну при учете оболочки, изменится до $3.2 \cdot 10^{-12}$ м²/с от прежнего значения $4.3 \cdot 10^{-12}$ м²/с. Длина седиментации практически не меняется.

Сложнее обстоит дело с оценкой коэффициента диффузии для образцов с немалой объемной концентрацией, которая при учете оболочки выросла в 2.4 раза. «Гидродинамическая» объемная концентрация для обсуждаемого образца составляет ~38%, что, конечно, вызывает дополнительные размышления об использовании формулы Эйнштейна при количественном анализе экспериментов с концентрированными образцами МЖ.

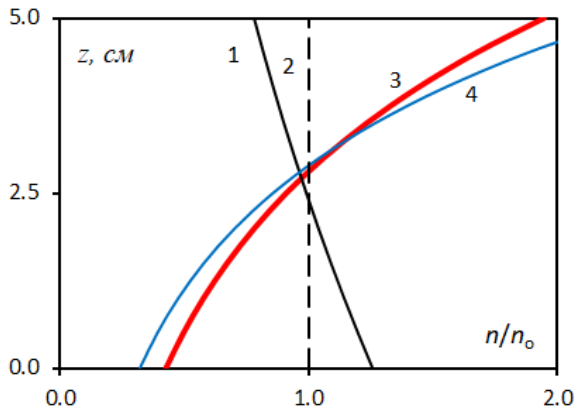


Рис. 1. Стационарные распределения концентрации частиц в магнитной жидкости в связанных каналах ($h=5$ см, $C_0=0.16$, размер частицы 12 нм, $S_T=0.2$ К⁻¹): 1 – без подогрева снизу $A=0$; 2 – «зависание» частиц при $\Delta T=2.4$ К; 3 – подогрев снизу при $\Delta T=10$ К; 4 – $g=0$ при $\Delta T=10$ К

Барометрический профиль (кривая 1 на рис. 1), показывает отношение концентраций между верхом и низом каналов $n(0)/n(h) \sim 0.5$ (внизу жидкость на ~50% плотнее). Это устойчивая стратификация плотности с весьма большим концентрационным числом Рейля:

$$Ra_c = \frac{g\beta}{\nu D} d^4 \nabla C \sim 10^7. \quad (10)$$

Таким образом, в экспериментах по конвекции магнитных жидкостей [1] практически невозможно обеспечить возникновение тепловой конвекции при разумном нагреве снизу, так как для возникновения наиболее опасной в этих условиях колебательной неустойчивости, при стратификации плотности соответствующей (10), необходимо тепловое число Рейля Ra_t , превышающее значение

$$Ra_t = \frac{\pi^4}{4} + Ra_c \frac{P}{S} \sim 4 \cdot 10^2,$$

где число Прандтля $P=53$ и число Шмидта $S=1.4 \cdot 10^6$ (значения параметров приведены для обсуждаемого образца). Чтобы обеспечить указанное число Рейля Ra_t нужно задать ~15-кратное превышение критического перепада температур, что невозможно чисто технически. Именно поэтому экспериментаторы, чтобы нарушить механическое равновесие вынуждены вносить искусственные возмущения и тщательно перемешивать жидкость перед экспериментом.

Совместное действие седиментации и термодиффузии для обсуждаемого образца представлено на рис. 1 (кривая 3). Концентрации сверху и снизу отличаются почти в пять раз (сверху более плотная жидкость). Однако, безусловно, такое распределение неустойчиво, и вертикальная структура «обрушится» задолго до выхода на стационар, так как концентрационное число Рейля, соответствующее потенциально неустойчивой стратификации плотности, составляет $Ra_c \sim 4 \cdot 10^7$, при критическом числе для длинных каналов $Ra_0 = \pi^4/4$. По-видимому, именно такое, повторяющееся периодически «обрушение» вертикального распределения концентрации, наблюдалось в численных и лабораторных экспериментах [2] с бинарными жидкими смесями и в экспериментах с магнитными жидкостями. На рис.2 показана термограмма из архивных материалов [10], полученная в экспериментах с 12%-ной магнитной жидкостью на основе керосина в тех же самых каналах, что и в [1]. На рис. 2 видно, что при разности 7.0 К конвекция прекратилась через затухающие колебания, и после 06:00 жидкость находится в состоянии равновесия, но под влиянием вертикального температурного градиента, направленного вниз. Наряду с этим, на графике видно, как сначала аperiodически, а затем периодически самопроизвольно и кратковременно вспыхивает конвективное течение. Такие кратковременные всплески конвекции наблюдались более суток. Сначала всплески характеризуются затухающими колебаниями (увеличенный фрагмент 1, рис.2), а спустя 14 ч форма всплесков (фрагменты 2, 3) стабилизируется, их период становится равным $\tau = (2.7 \pm 0.1) \cdot 10^2$ мин. Механизм явления, по-видимому, следующий: величина температурного градиента близка к критическому значению и термофорез способствует переходу через эту критическую точку, так как увеличивает уже имеющийся градиент плотности, направленный вверх. Жидкость начинает конвективное течение, концентрационный градиент за счет концентрационной конвекции инвертируется (опрокидывается на 180°), более концентрированные элементы оказываются внизу. Система вновь попадает в подкритическую область, и процесс повторяется.

Сказанное можно подтвердить грубыми оценками. Критический перепад температуры для обсуждаемого образца 7.7 К, т.е. система на рис. 2 находится в 10% от кризиса. Чтобы равновесие

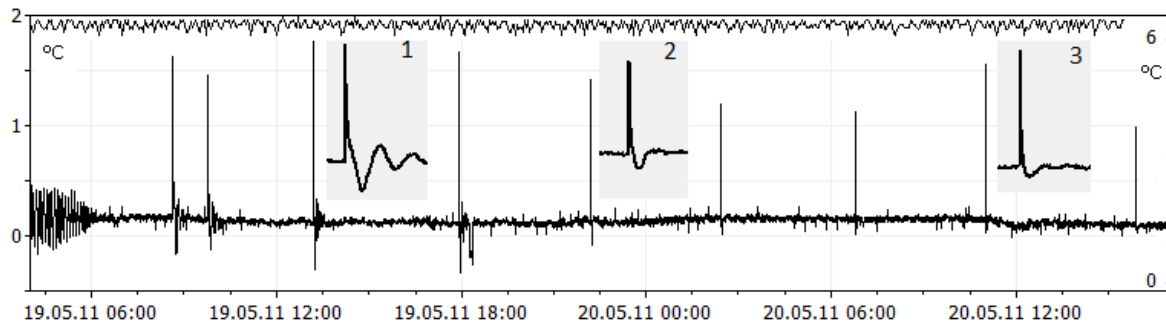


Рис. 2. Периодические всплески конвекции в подкритической области в магнитной жидкости на основе керосина в связанных каналах при подогреве снизу (из архивов [10]; $h=5$ см, $C_0=0.12$)

потеряло устойчивость, термофорез должен увеличить градиент плотности, направленный вверх на эти же 10%. Концентрационное число Релея должно измениться на $\Delta Ra_c = 0.1\pi^4/4 \sim 2$.

Мысленно разделим канал на две части. Термодиффузионный поток, направленный вверх, обогащает частицами верхнюю половину и обедняет нижнюю так, что за время τ разность средних концентраций между центрами половин изменится на $\Delta C \sim 2C_0\nu\tau/h \sim 2 \cdot 10^{-5}$, что дает оценку $\Delta Ra_c \sim 2$.

Кривая 4 (рис.1) показывает профиль концентрации под воздействием только термодиффузии, например, в условиях реальной невесомости или в очень узком канале, лежащем на боку. Как видно, в нашем образце кривые 3 и 4 близки друг к другу, т.е. термофорез практически нивелировал влияние седиментации.

Пунктирная линия 2 (рис.1) соответствует искусственной «невесомости» для частиц, когда скорость седиментации компенсируется скоростью термодиффузионного дрейфа и частицы «зависают». Для обсуждаемого образца в обсуждаемых каналах такой режим возможен при $\Delta T = 2.4^\circ\text{C}$.

Формально соотношение (9) можно попытаться применить и к жидким бинарным растворам. Например, 16%-ный раствор сульфата натрия в воде с коэффициентом So_{re} , равным $8.9 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$, и при градиенте температуры $A \sim 1 \text{ K/см}$, в каналах высотой $h = 5$ см имеет термодиффузионную длину $l_T \sim 100$ см, поэтому соответствующий термодиффузионный профиль концентрации вполне можно считать линейным [2]. Также обсуждаемые формулы не затрагивают результаты изучения конвекции обсуждаемой смеси [6] в тонких слоях $h \sim 2$ мм, так как термодиффузионная длина в этом случае имеет порядок $l_T \sim 50$ мм. В этом смысле показательным является отношение размера кюветы к термодиффузионной длине:

$$L_T = \frac{h}{l_T} = S_T \Delta T. \quad (11)$$

Чем больше параметр L_T в сравнении с единицей, тем заметнее нелинейность. Нелинейность профиля (8) существенна только в средах с достаточно большим коэффициентом So_{re} .

Для магнитной жидкости в каналах параметр $L_T \sim 1$, а, например, для обсуждаемого раствора сульфата натрия $L_T \sim 4 \cdot 10^{-2}$.

Возможна ли ситуация, когда параметр L_T для жидких бинарных смесей не мал в сравнении с единицей, автору не известно, но, чтобы не исключать такой вариант заранее, в формуле $\alpha = S_T C_0 (1 - C_0)$ разумно использовать меняющееся поле концентрации C , а не ее постоянное среднее значение. При небольших концентрациях $C \ll 1$ коэффициент термодиффузии можно записывать как $\alpha = S_T C$, что автоматически приведет к экспоненциальному термодиффузионному профилю концентрации в равновесии. Именно таким способом авторы [7] реализовали анализ конвекции в коллоидных растворах.

3. Заключение

Выполнен анализ распределения коллоидных частиц в вертикальных каналах при одновременном действии седиментации и термофореза в неподвижной жидкости.

Показано, что термофорез при постоянном температурном градиенте не меняет структуру уравнения для концентрации с учетом седиментации, а сводится к простому переопределению скорости движения частиц. Переходные структуры поля концентрации также остаются без изменений.

В зависимости от направления температурного градиента и знака коэффициента So_{re} в конкретном коллоидном образце можно получить как устойчивые по стратификации плотности распределения частиц, так и потенциально неустойчивые по плотности распределения, когда частицы накапливаются в верхней части каналов.

Предположительно, наблюдаемые при экспериментах с бинарными смесями и коллоидами периодические, быстропотекающие всплески концентрационной конвекции в каналах связаны с «обрушением» неустойчивых распределений концентрации, наведенных термофорезом.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№ 20-01-00491).

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. Глухов А. Ф., Демин В. А. Тепловая конвекция бинарных смесей в вертикальных слоях и каналах при подогреве снизу // Вестник Пермского университета. Физика. 2009. № 1 (27). С. 16–25.
3. Демин В. А. Оседание наночастиц в однородной несущей жидкости при наличии термодиффузии // Вестник Пермского университета. Физика. 2013. № 1 (23). С. 20–24.
4. Смородин Б. Л., Черепанов И. Н. Конвекция в коллоидной суспензии в замкнутой горизонтальной ячейке // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2015. Т. 147. вып. 2. С. 363–371.
5. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 с.
6. Костарев К. Г., Пшеничников А. Ф. Влияние свободной конвекции на термодиффузию в жидкой смеси, заполняющей прямоугольную полость // Прикладная механика и техническая физика. 1986. № 5. С. 73–76.
7. Черепанов И. Н., Смородин Б. Л. Влияние длины седиментации на конвективную устойчивость коллоидной суспензии // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2017. том 152. Вып. 6. С. 1404–1413.
8. Бuzмаков В. М., Пшеничников А. Ф. Измерение коэффициентов диффузии и анализ дисперсного состава магнитных коллоидов // Магнитная гидродинамика. 1986. № 4. С. 23–28.
9. Райхер Ю. Л., Шлюomis М. И. Кинетика установления равновесного распределения концентрации в магнитной жидкости // Приборы и методы измерения физических параметров ферроколлоидов. Свердловск: УрО АН СССР. 1991. С. 27–32.
10. Мальгачева И.А. Конвективные колебания магнитной носуспензии в узких вертикальных связанных каналах при подогреве снизу: дис. магистра / Перм. ун-т., Пермь, 2011. 62 с.
11. Sprenger L., Lange A., Odenbach S. Thermodiffusion in concentrated ferrofluids – A review and current experimental and numerical results on non-magnetic thermodiffusion. *Physics of Fluids*. 2013. V. 25, 122002.

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. doi: 10.1134/S0015462819040062
2. Glukhov A. F., Demin V. A. Teplovaya konveksiya binarnykh smesey v vertikal'nykh sloyakh i kanalakh pri podogreve snizu. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2009, no. 1 (27), pp. 16–25. (In Russian).
3. Demin V. A. Sedimentation of nanoparticles in a homogeneous carrying fluid in the presence of thermodiffusion. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2007, no. 1 (23), pp. 20–24.
4. 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. 319–326.
5. Gershuni G. Z., Zhukhovitskii E. M. *Convective stability of incompressible fluids*. Jerusalem, Israel: Keter Publishing House, 1976, 330 p.
6. Kostarev K. G., Pshenichnikov A. F. Effect of free convection on thermal diffusion in a liquid mixture filling a rectangular cavity. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 1986, no. 5, pp. 73–76
7. 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.
8. Buzmakov V. M., Pshenichnikov A. F. Izmereniye koefitsiyentov diffuzii i analiz dispersnogo sostava magnitnykh kolloidov. *Magnetohydrodynamics*, 1986, vol. 4, pp. 23–28.
9. Raykher Yu. L., Shliomis M. I. Kinetika ustanovleniya ravnovesnogo raspredeleniya kontsentratsii v magnitnoy zhidkosti. *Pribory i metody izmereniya fizicheskikh parametrov ferrokolloidov*. Sverdlovsk: UrO AN SSSR, 1991, pp. 27–32. (In Russian).
10. Mal'gacheva I.A. *Konvektivnyye kolebaniya magnitnoy nonosuspenszii v uzkiikh vertikal'nykh svyazannykh kanalakh pri podogreve snizu*. Master's Thesis, Perm, 2011. 62 p. (In Russian)
11. Sprenger L., Lange A., Odenbach S. Thermodiffusion in concentrated ferrofluids – A review and current experimental and numerical results on non-magnetic thermodiffusion. *Physics of Fluids*, 2013, vol. 25, 122002.

Просьба сослаться на эту статью в русскоязычных источниках следующим образом:

Глухов А. Ф. Распределение коллоидных частиц при одновременном действии термофореза и седиментации // Вестник Пермского университета. Физика. 2020. № 1. С. 11–16. doi: 10.17072/1994-3598-2020-1-11-16

Please cite this article in English as:

Glukhov A. F. Distribution of colloidal particles under the simultaneous action of thermophoresis and sedimentation. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2020, no. 1, pp. 11–16. doi: 10.17072/1994-3598-2020-1-11-16