

УДК 536.25, 541.18
PACS 47.55.pb; 47.57.J-

Термофорез как причина периодической смены направления конвекции магнитной жидкости в вертикальных каналах

А. Ф. Глухов, А. С. Сидоров

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

Анализируются результаты экспериментов с магнитной жидкостью на основе ундекана с магнетитовыми частицами радиусом 6 нм и их объемной долей 16 %. Изучалась конвекция в двух вертикальных связанных каналах сечением 3.2×3.2 мм² и высотой 50 мм. В ундекане при подогреве снизу наблюдаются два равновероятных стационарных направления конвекции. В магнитной жидкости вместо стационарного течения наблюдалась периодическая смена направления: течение вверх в одном канале и вниз в другом самопроизвольно и периодически (~1 час) менялось на течение в обратном направлении. Колебания связаны с неустойчивостью конвективного течения за счет термодиффузионного разделения частиц. Получена формула для характерного времени разделения, которое определяется термодиффузионными параметрами среды. В канале с течением вверх траектории коллоидных частиц за счет термофореза отклоняются в сторону стенки, и часть частиц попадает в «ловушку» – тонкий (~0.01 мм) диффузионный пограничный слой. В другом канале жидкость течет вниз, а траектории коллоидных частиц за счет термофореза отклоняются от стенки и пограничный слой теряет частицы. Разность концентраций между каналами растет и заканчивается сменой направления конвекции. На экспериментальных термограммах наблюдается линейное изменение со временем силы плавучести в каналах. Получена формула скорости накопления (убыли) концентрации в пограничном слое. Обработкой экспериментальных термограмм с использованием найденной формулы измерен коэффициент $Соре$ магнитной жидкости 0.25 K^{-1} .

Ключевые слова: магнитная жидкость; тепловая конвекция; коэффициент $Соре$

Поступила в редакцию 29.08.2019; принята к опубликованию 15.10.2019

Thermophoresis as a cause of periodic change of direction of magnetic fluid convection in vertical channels

A. F. Glukhov, A. S. Sidorov

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

The results of experiments with magnetic fluid based on undecane with magnetite particles size of 6 nm and their volume fraction of 16 % are analyzed. Convection in two vertical connected channels with a square section of 3.2×3.2 mm² and a height of 50 mm was studied. Two equally

probable stationary convection directions are observed in the undecane when heated from below. In the magnetic fluid, instead of a stationary flow, a periodic change of direction was observed: the flow upward in one channel and downward in the other, spontaneously and periodically (~ 1 hour) changed to the flow in the opposite direction. The oscillations are associated with the instability of the convective flow due to the thermodiffusion separation of particles. A formula for the characteristic separation time, which is determined by the thermodiffusion parameters of the medium, was obtained. In the channel, with upward flow, the trajectories of colloidal particles are deviate towards the wall due to thermophoresis, and part of the particles falls into the "trap" – a thin (~ 0.01 mm) diffusion boundary layer. In another channel, the fluid flows down, and the trajectories of colloidal particles deviate from the wall due to thermophoresis, and the boundary layer loses particles. The concentration difference between the channels increases and ends with a change in the convection direction. The experimental thermograms show a linear change in the buoyancy force in the channels over time. The formula for the rate of accumulation (loss) of concentration in the boundary layer is obtained. The Soret coefficient of the magnetic fluid by processing the experimental thermograms using the found formula was measured 0.25 K^{-1} .

Keywords: magnetic fluid; thermal convection; Soret coefficient

Received 29.08.2019; accepted 15.10.2019

doi: 10.17072/1994-3598-2019-3-58-64

1. Введение

При конвекции магнитных жидкостей (МЖ) в подогреваемых снизу связанных вертикальных каналах вблизи порога неустойчивости механического равновесия в эксперименте самопроизвольно периодически происходит смена направления конвективного течения [1].

Возможный механизм таких колебаний обсуждался в [2]. Переходы связываются с перераспределением частиц между каналами за счет термодиффузии (термофореза) поперек каналов. Конвекция, с одной стороны, перемешивает концентрационные неоднородности, а с другой, сама является их генератором. Предложена формула для времени разделения τ_0 , которое определяет период переходов. Гравитационная седиментация и термофорез частиц по вертикали, описанные при их совместном действии в покоящейся жидкости в работе [3], на фоне развитой конвекции в число причин явления не входят.

В работе [4] обсуждаемые колебательные процессы наблюдались в МЖ на основе ундекана. Эксперименты с ундекановой жидкостью позволили исключить многокомпонентность носителя (керосин), как гипотетическую причину описываемых процессов в МЖ. Свойства МЖ, определяющие τ_0 , были измерены в дополнительных экспериментах, а коэффициент Соре α оставался единственным неизвестным параметром образца.

В [5] экспериментальная зависимость периода колебаний τ в ундекановой магнитной жидкости от относительного числа Релея $\mu = Ra/Ra_0$ аппроксимирована линейной функцией. Из наклона экспериментальной прямой $\tau = \tau_0 \mu$ найден положительный коэффициент $\alpha = 0.2 \text{ K}^{-1}$, и он оказался близок прямым измерениям других авторов [6].

В публикациях [2, 5] оценки выполнялись на основе понятия «тонкий пристеночный слой», толщина которого δ выбиралась исходя из экспериментального полупериода $\tau/2$ и времени пробега жидкой частицей высоты канала h .

В настоящей работе показано, что речь надо вести о реальном физическом тонком пограничном диффузионном слое. В канале с течением вверх коллоидные частицы накапливаются в этом пограничном слое, а пограничный слой другого канала обедняется частицами. Выполнена альтернативная обработка результатов экспериментов и найден коэффициент термодиффузии исследованного образца магнитной жидкости.

2. Экспериментальные каналы и свойства магнитной жидкости

Эксперименты по конвекции магнитной жидкости проводились в каналах высотой $h = 50$ мм и сечением в виде квадрата $2d \times 2d$, где полуширина каждого канала $d = 1.6$ мм. Каналы вырезаны в латунной пластине ($\lambda = 200 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \text{K}^{-1}$), расстояние между центрами каналов равно 6 мм. Подробно экспериментальная установка описана в названных выше публикациях.

Приведем уточненные свойства одного из образцов МЖ для анализа в настоящей работе:

- радиус магнитных частиц $r = 6 \text{ нм}$,
- вязкость $\eta = 8.5 \cdot 10^{-3} \text{ Па} \cdot \text{с}$,
- кинематическая вязкость $\nu = 5.8 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$,
- температуропроводность $\chi = 1.1 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$,
- теплопроводность $0.25 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \text{K}^{-1}$,
- средняя концентрация $C_0 = 0.16$,
- плотность образца $\rho_0 = 1.46 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$,
- температурный коэффициент $\beta_t = 1.0 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$.

Плотность жидкости $\rho = \rho_n + C \cdot (\rho_m - \rho_n)$ связана с объемной концентрацией частиц C , плотностью магнетита $\rho_m = 5.2 \text{ г/см}^3$ и ундекана $\rho_n = 0.74 \text{ г/см}^3$. Концентрационный коэффициент плотности определяется следующим образом:

$$\beta_c = \frac{1}{\rho_o} \frac{d\rho}{dC} = \frac{(\rho_m - \rho_n)}{\rho_o} = 3.$$

Скорость седиментации частиц найдена по формуле Стокса: $v_s = 3.4 \cdot 10^{-11} \text{ м/с}$, а коэффициент диффузии оценивался формулой Эйнштейна: $D = kT/(6\pi\eta r) = 4.3 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2\text{с}^{-1}$.

Укажем также безразмерные параметры МЖ для использования в численных моделях: термодиффузионный параметр $\varepsilon = \alpha\beta_c/\beta_t = 6 \cdot 10^2$ и число Шмидта $S = \nu/D = 1.4 \cdot 10^6$.

3. Разделение частиц между каналами

В случае с магнитной жидкостью для описания разделения одинаково хорошо подходят термины термофорез и термодиффузия. С одной стороны, речь идет о частицах, поэтому можно говорить о термофорезе, а с другой, мы говорим о броуновских частицах, т.е. объектах, подверженных существенному влиянию теплового движения, и поэтому здесь применим термин «термодиффузия».

Поскольку конвективное течение всегда связано с неоднородными температурными полями, то благодаря термофорезу частиц в объеме могут возникать концентрационные потоки и неоднородности, а диффузия стремится эти неоднородности выровнять. Скорость термодиффузионного дрейфа частицы по горизонтали в каждой точке поперечного сечения каналов выглядит так:

$$\vec{v} = -\alpha D \nabla T.$$

Эксперименты с МЖ в каналах проводятся с предварительно перемешанной жидкостью, поэтому начальное состояние соответствует однородному распределению частиц по объему каналов $C = C_o = \text{const}$. В этом случае, пока наведенные термодиффузией неоднородности концентрации невелики, есть интервал времени, когда можно пренебречь диффузионными потоками. Характерные температурные времена релаксации $d^2/\pi^2\chi$ в $\sim 10^5$ раз более короткие по сравнению с диффузионными временами d^2/π^2D . Так как термодиффузионные потоки появляются сразу вслед за температурными градиентами, то можно отследить их начальную динамику. Именно так проводился анализ в [2, 5], который показал, что переходы между двумя ветвями конвекции происходят в результате перераспределения магнитных частиц между каналами. Жидкость в канале с подъемным течением тяжелеет со временем, а в канале с опускным течением, наоборот, становится легче. Этот процесс отчетливо виден на термограммах (рис. 1). На каждом из полупериодов имеется линейный во

времени процесс уменьшения интенсивности течения, прежде чем произойдет резкий быстрый переход на противоположную конвективную ветвь.

Уменьшение интенсивности течения связано с тем, что коллоидные частицы участвуют в двух движениях: перемещаются вертикально вдоль канала вместе с жидкой частицей и одновременно дрейфуют горизонтально в более медленные слои благодаря термодиффузии поперек канала.

Профили скорости и температуры в начале процесса в однородной жидкости описываются формулами, полученными в [7]:

$$\begin{aligned} V(x, y) &= V_o \sin\left(\frac{\pi x}{2d}\right) \cos\left(\frac{\pi y}{2d}\right), \\ T(x, y, z) &= \Theta(z) \sin\left(\frac{\pi x}{2d}\right) \cos\left(\frac{\pi y}{2d}\right). \end{aligned} \quad (1)$$

Схема каналов и оси координат показаны на рис. 2. В длинных, но конечных каналах при $h \gg d$, если не ставить на стыке каналов условие непрерывности теплового потока, то температура Θ (отклонение температуры в центре канала от температуры стенки), как и скорость V , не зависит от координаты z , что упрощает анализ. В частности, при таком упрощении скорость термодиффузионного дрейфа частиц в тонком ($\delta \ll d$) пристеночном слое не зависит от координаты z вдоль канала, а определяется только градиентом температуры в горизонтальном сечении каналов.

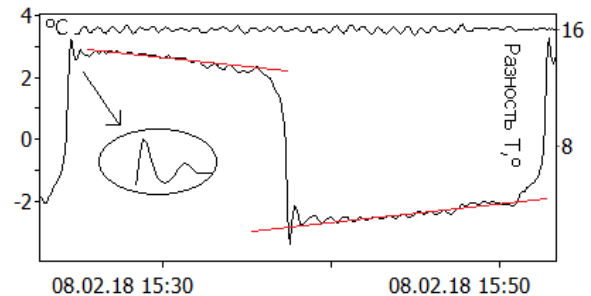


Рис. 1. Периодическая смена направления конвекции в 16% МЖ в каналах. Отрезками показано линейное уменьшение интенсивности течения за половину периода. На фрагменте крупно показан колебательный выход на режим конвекции

Найдем выражения для средней скорости конвекции и среднего градиента температуры вблизи боковых стенок каналов. Например, вблизи стенки с координатой $x = 0$ можно записать

$$\begin{aligned} V(\delta, y) &= \frac{V_o \pi \delta}{2d} \cos\left(\frac{\pi y}{2d}\right), \\ \frac{dT}{dx}(y) &= \frac{\Theta \pi}{2d} \cos\left(\frac{\pi y}{2d}\right). \end{aligned}$$

Осредняя распределения вдоль оси y на интервале от $-d$ до d , выражаем скорость дрейфа маг-

нитных частиц через средний температурный градиент Θ/d

$$v = \frac{\alpha D \Theta}{d}. \quad (2)$$

Скорость конвекции на расстоянии δ от стенки $V(\delta) = V_0 \delta/d$. Обе формулы применимы около любой из восьми боковых стенок каналов.

Расчетная траектория броуновской частицы, в отличие от траектории жидкой частицы, не является прямолинейной. Качественно картина искривления траекторий изображена на рис. 2. Коллоидная частица отклоняется в сторону стенки в канале с восходящим потоком ($\Theta > 0$, $V_0 > 0$), а в другом канале ($\Theta < 0$, $V_0 < 0$) треки частиц искривляются в направлении центра. Диффузионное размытие траекторий не показано. Искривления треков в центральной части канала весьма малы, так как скорость конвекции в центре канала V_0 и скорость дрейфа v_t отличаются на 6–7 порядков [2, 7]. Вблизи стенки скорость конвекции убывает, и искривления треков растут.

Траектории коллоидных частиц, которые входят в канал достаточно близко к стенке в конце своего пути, утыкаются в стенку, т.е. частицы оказываются в тонком диффузионном пограничном слое. Именно эти частицы, задерживаясь вблизи стенки, делают жидкость в восходящем потоке в среднем более концентрированной и тяжелой. В канале с течением вниз пограничный слой обедняется частицами, и жидкость в среднем становится легче. Эта растущая со временем разность концентраций между каналами создает силу, которая частично компенсирует температурную подъемную силу, скорость конвективного потока уменьшается что видно на термограммах (рис. 1).

Приравнивая время подъема жидкой частицы вдоль канала $h/V(\delta)$ и время термодиффузионного дрейфа δ/v до стенки, получаем предельную, граничную траекторию твердой частицы (жирная линия на рис. 2), которая утыкается в стенку в самом верху канала при $z = h$. Этот граничный трек задает толщину пограничного слоя в начале канала

$$\delta = \sqrt{\frac{h \alpha D \Theta}{V_0}}. \quad (3)$$

Все частицы, входящие в нижнюю часть канала на расстоянии менее δ от стенки, попадают в своеобразную ловушку – пристеночный диффузионный пограничный слой и участвуют в торможении конвективного потока. Это позволяет рассчитать скорость роста концентрационной подъемной силы и сравнить расчетную скорость с наблюдаемым в эксперименте убыванием подъемной силы.

Частицы, входящие в канал на расстоянии от стенки большем, чем δ , практически не участвуют в торможении потока, так как их расчетные траектории искривляются слабо, частицы проходят ми-

мо диффузионного пограничного слоя и не участвуют в увеличении веса жидкости в канале.,

Величина δ весьма мала, например, для жидкости, описанной выше при относительном числе Релея $\mu = 1.18$, скорость конвекции в центре канала $V_0 = 1.3 \cdot 10^{-3}$ м/с, толщина пограничного слоя $\delta \sim 0.01$ мм, а время движения частицы по граничной траектории через канал ~ 1 час. Расчет выполнен на основе аналитического решения стационарной задачи по конвекции однокомпонентной жидкости в каналах [7], скорость дрейфа найдена с использованием коэффициента $Соре$ из работы [6]. Отметим, что малая относительная толщина пограничного слоя $\delta/d \sim 1/160$ задает повышенные требования к параметрам численных моделей для описания течений МЖ в узких каналах.

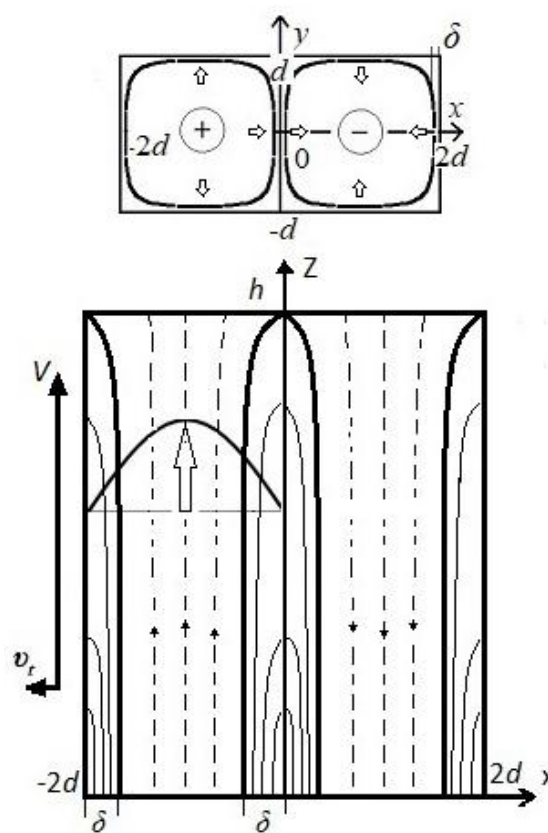


Рис. 2. Вертикальное ($y = 0$) и горизонтальное сечения каналов (фрагмент). Траектории частиц в начале конвективного процесса (сплошные линии – треки частиц в пограничном слое)

Рассчитаем скорость роста концентрации в канале за счет твердых частиц, попадающих вместе с жидкостью в канал благодаря конвекции. Нас интересуют не все частицы, а только те, которые попадают в «ловушку» пограничного слоя – через пристеночную полоску шириной δ и площадью $8\delta d$. Числовая плотность частиц в жидкости в начальный период однородна и равна n_0 , скорость жидкости в пределах узкой полосы меняется линейно от 0 до $V(\delta)$, т.е. в среднем равна $V(\delta)/2$. То-

гда рост количества частиц в объеме пограничного слоя со временем t таков:

$$\Delta N = n_0 V(\delta) 4\delta \cdot dt.$$

Найдем прирост средней по объему канала числовой плотности частиц $\Delta n = \Delta N / (4hd^2)$ и прирост средней концентрации ΔC :

$$\frac{\Delta C}{C_0} = \frac{\Delta n}{n_0} = \frac{V(\delta)\delta}{hd} t.$$

Используя (2) и (3), находим формулу для прироста средней концентрации в канале в зависимости от времени

$$\Delta C = C_0 \frac{\alpha D \Theta}{d^2} t. \quad (4)$$

Теперь можно вычислить скорость роста подъемной силы, за счет разности концентраций между каналами $2\Delta C$ и приравнять ее скорости убыли силы плавучести (в эксперименте термопары измеряет разность между центрами каналов 2Θ):

$$\rho g \beta_c 2C_0 \frac{\alpha D \Theta}{d^2} = - \left(2 \frac{d\Theta}{dt} \right) \rho g \beta_l \frac{4}{\pi^2}.$$

Коэффициент $4/\pi^2$ появился из-за осреднения температурного поля (1) по объему канала. Мы получили дифференциальное уравнение, решение которого выглядит так:

$$\Theta = \Theta_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right), \quad (5)$$

где τ_0 – характерное время разделения частиц между каналами

$$\tau_0 = \frac{4\beta_l d^2}{\pi^2 \beta_c C_0 \alpha D}. \quad (6)$$

Выражение (6) совпадает с формулой, полученной в [2] из других соображений. Теперь смысл τ_0 стал более ясным, фактически получен результат исследования устойчивости конвективного течения коллоида в каналах.

Течение коллоида в каналах неустойчиво с инкрементом $1/\tau_0$. Рост возмущений заканчивается сменой направления конвективного течения, конвективная система переходит в новое состояние, но оно вновь оказывается неустойчивым. Процесс повторяется периодически.

Экспоненциальное уменьшение сигнала термопары можно увидеть на опубликованных ранее записях колебательных процессов в водном растворе сульфата натрия [8] (рис. 3). В этой публикации также приведены результаты численного моделирования конвекции бинарной смеси в каналах, где колебания, похожие на колебания, описываемые здесь, наблюдались в численных экспериментах.

Для 16%-ного водного раствора Na_2SO_4 формула (6) дает $\tau_0 = 3 \cdot 10^2$ с [2]. На рис.3 нанесен фраг-

мент графика $\sim \exp(-t/300)$, который качественно подтверждает справедливость формулы (5).

Для обсуждаемого образца магнитной жидкости при $\alpha = 0.2 \text{ K}^{-1}$ характерное время $\tau_0 = 2.4 \cdot 10^3$ с, поэтому, пока аргумент экспоненты мал при $t < \tau_0$, разложением в ряд можно получить линейное уменьшение показаний термопары, соответствующее эксперименту

$$\Theta = \Theta_0 \left(1 - \frac{t}{\tau_0} \right). \quad (7)$$

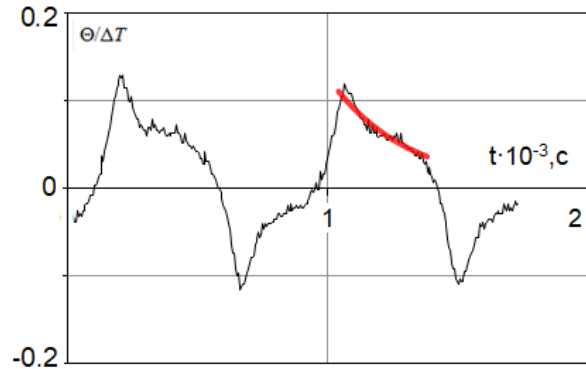


Рис. 3. Периодическая смена направления конвекции в водном растворе сульфата натрия в вертикальных каналах [8] (красный, жирный фрагмент соответствует (5) при $\tau_0 = 3 \cdot 10^2$ с)

Далее можно выразить коэффициент $C_{\text{оре}}$, через экспериментальную скорость изменения температурного сигнала:

$$\alpha = \left(\frac{d\Theta}{dt} \right)_{\text{эсп}} \frac{4\beta_l d^2}{\pi^2 \beta_c C_0 D \Theta_0}. \quad (8)$$

Скорость изменения температурного сигнала на выбранных интервалах (см. рис. 1) определялась методом наименьших квадратов в том же приложении TermodatNet, которое использовалось для получения и накопления многочисленных термограмм в непрерывных длительных экспериментах длиной до нескольких суток.

Для обсуждаемого образца коэффициент $C_{\text{оре}}$ получился равным $\alpha = 0.25 \text{ K}^{-1} \text{ с}$ с неопределенностью $\sim 10\%$. Что касается систематической погрешности, связанной с оттоком тепла по проводам термопар, то в нашем случае она компенсируется тем, что в (8) входит отношение температурных сигналов, а не сами эти сигналы. Также отметим, что для определения α использовался коэффициент диффузии, найденный по формуле Эйнштейна, которая применима только для малых концентраций коллоидных частиц.

Оценим величину сгенерированных термодиффузией концентрационных неоднородностей. Для обсуждаемого образца $\mu = 1.18$ соответствует перепаду температур $\Delta T = 9 \text{ K}$, а отклонение температуры в центре канала от температуры стенки со-

ставляет $\Theta = 1$ К. Полагаем, что в момент смены направления конвекции средняя температурная сила плавучести полностью скомпенсирована концентрационной силой

$$\rho g \beta_c 2\Delta C (2d)^2 h = \frac{4}{\pi^2} \rho g \beta_i 2\Theta (2d)^2 h.$$

Таким образом, сгенерированный термодиффузией прирост концентрации в канале можно оценить величиной

$$\Delta C \sim \frac{4\beta_i}{\pi^2\beta_c} \Theta \sim \frac{4 \cdot 1 \cdot 10^{-3}}{3\pi^2} \sim 1 \cdot 10^{-4},$$

т.е. менее 0.1% от средней концентрации C_0 . При больших числах Релея это число может вырасти, но не более чем до ~0.5%.

Можно оценить ΔC иначе, используя формулу (4), в которую в качестве времени подставить половину периода из эксперимента $\tau/2 \sim 10^3$ с. Результат по порядку величины совпадает с числом приведенным выше.

Однако отметим, что неоднородности в канале распределены неравномерно и сконцентрированы внутри тонких пограничных слоев. Например, для обсуждаемого образца при названных выше условиях конвекции отклонение концентрации от среднего значения в пограничном слое толщиной 0.01 мм достигает $\Delta C/C_0 \sim 10\%$, а в остальных 99% объема канала концентрация почти однородна и практически равна C_0 .

Распределение концентрации не однородно не только в сечении каналов, но и по высоте. По мере движения вверх жидкость оставляет часть частиц в пограничном слое у стенки, начиная снизу. Так образуется вертикальный градиент концентрации кинематической природы, направленный вниз. В отличие от барометрического градиента, который образуется в покоящейся жидкости примерно год $t_D = h^2/\pi^2 D$, «кинематический» градиент возникает очень быстро, за время ~ 1 час при интенсивной конвекции.

Наличие вертикального концентрационного градиента подтверждается переходным колебательным процессом, который наблюдается всякий раз сразу после смены направления конвективного потока (фрагмент на рис. 1).

4. Заключение

Выполнен анализ периодических переходов магнитной жидкости между двумя возможными ветвями конвекции в связанных вертикальных каналах при подогреве снизу.

Причина явления – неустойчивость конвективного течения, связанная с термофорезом частиц в плоскости сечения каналов. В канале с подъемным течением образуется тонкий пограничный слой, захватывающий и накапливающий коллоидные частицы. Пограничный слой в канале с течением

вниз обедняется частицами. Разница весов жидкости в каналах растет, пока не закончится быстрой сменой направления конвекции. На термограммах процесса наблюдаются отрезки, отражающие линейный рост разницы весов каналов со временем.

Получены уравнения, описывающие процесс накопления частиц в пограничном слое. На основе формулы для характерного времени разделения частиц между каналами, используя экспериментальные термограммы, удалось измерить коэффициент Co_{re} обсуждаемого образца магнитной жидкости $\alpha = 0.25$ К⁻¹.

Список литературы

1. Глухов А. Ф., Путин Г. Ф. Конвекция магнитных жидкостей в связанных каналах при подогреве снизу // Изв. РАН. МЖГ. 2010. № 5. С. 41–48.
2. Глухов А. Ф. О периодической потере устойчивости конвекции магнитной жидкости в подогреваемых снизу вертикальных каналах // Вестник Пермского университета. Физика. 2019. № 1. С. 17–25. doi: 10.17072/1994-3598-2019-1-17-25
3. Демин В. А. Оседание наночастиц в однородной несущей жидкости при наличии термодиффузии // Вестник Пермского университета. Серия: Физика. 2013. Вып. 1 (23). С. 20–24.
4. Глухов А. Ф., Сидоров А. С., Арефьев И. М., Ладейщикова В. В., Шматко Н. Ю. О конвективных свойствах магнитной жидкости на основе ундекана // Вестник Пермского университета. Физика. 2018. № 4 (42). С. 19–24. doi: 10.17072/1994-3598-2018-4-19-24
5. Глухов А. Ф., Сидоров А. С. О периодических конвективных процессах в магнитной жидкости в вертикальных каналах // Изв. РАН. МЖГ. 2019. № 4. С. 13–18.
6. 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.
7. Глухов А. Ф., Зорин С. В., Путин Г. Ф., Петухова Е. С. Тепловая конвекция в связанных вертикальных каналах конечной высоты // Конвективные течения. Пермь: Изд-во Пермского пед. ин-та, 1985. С. 24–31.
8. Глухов А. Ф., Демин В. А. Нелинейные колебания бинарной смеси в связанных каналах при положительном эффекте Co_{re} // Вестник Пермского университета. Физика. 2007. № 1 (6). С. 3–10.

References

1. Glukhov A. F., Putin G. F. Convection of magnetic fluids in connected channels heated from below. *Fluid Dynamics*, 2010, vol. 45, no. 5. pp. 713–718.

2. Glukhov A. F. On the periodic loss of stability convection by a magnetic fluid in heated from below vertical channels. *Bulletin of Perm University. Physics*. 2019, no. 1, pp. 17–25. DOI: 10.17072/1994-3598-2019-1-17-25
3. Demin V. A. Sedimentation of nanoparticles in a homogeneous carrying fluid in the presence of thermodiffusion. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2013, no. 1 (23), pp. 20–24.
4. Glukhov A. F., Sidorov A. S., Arefyev I. M., Ladeyschikova V. V., Shmatko N. J. Convective properties of a magnetic fluid based on undecane. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2018, no. 4 (42), pp. 19–24. DOI: 10.17072/1994-3598-2018-4-19-24
5. 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
6. 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.
7. 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.
8. Glukhov A. F., Demin V. A. Nonlinear oscillations of a binary mixture in coupled channels with a positive Soret effect. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2007, no. 1 (6), pp. 3–10.

Просьба ссылаться на эту статью в русскоязычных источниках следующим образом:

Глухов А. Ф., Сидоров А. С. Термофорез как причина периодической смены направления конвекции магнитной жидкости в вертикальных каналах // Вестник Пермского университета. Физика. 2019. № 3. С. 58–64. doi: 10.17072/1994-3598-2019-3-58-64

Please cite this article in English as:

Glukhov A. F., Sidorov A. S. Thermophoresis as a cause of periodic change of direction of magnetic fluid convection in vertical channels. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2019, no. 3, pp. 58–64. doi: 10.17072/1994-3598-2019-3-58-64