

УДК 536.25, 541.18
PACS 47.65.Cb

О периодической потере устойчивости конвекции магнитной жидкости в подогреваемых снизу вертикальных каналах

А. Ф. Глухов

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

Анализируются причины периодических колебаний магнитной жидкости в связанных вертикальных каналах. Колебания связаны с периодическими переходами между двумя возможными направлениями конвективного течения. Показано, что ключевая роль принадлежит термодиффузии коллоидных частиц за счет горизонтальных градиентов температуры в узких каналах. Гравитационная седиментация частиц исключена из списка возможных причин колебаний. Для анализа использовались типовые параметры жидкостей и частиц, используемых в конвективных экспериментах. Эксперименты выполнялись в двух параллельных связанных квадратных каналах шириной $2d = 3.2$ мм и высотой $h = 50$ мм.

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

Поступила в редакцию 05.10.2018; принята к опубликованию 05.03.2019

On the periodic loss of stability convection by a magnetic fluid in heated from below vertical channels

A. F. Glukhov

Perm State University, Bukirev St. 15, 614990, Perm
email: glua@mail.ru

The causes of periodic oscillations of a magnetic fluid in bound vertical channels are analyzed. Oscillations are associated with periodic transitions between two possible directions of convective flow. It is shown that the key role belongs to thermal diffusion of colloid particles due to horizontal temperature gradients in narrow channels. Gravity sedimentation of particles is excluded from the list of possible causes of such oscillations. Typical parameters of liquids and particles used in convective experiments were used for the analysis. The experiments were performed in two parallel square channels with width $2d = 3.2$ mm and height $h = 50$ mm.

Keywords: magnetic fluid; thermal convection; Soret coefficient; sedimentation

Received 05.10.2018; accepted 05.03.2019

doi: 10.17072/1994-3598-2019-1-17-25

1. Введение

При конвекции магнитных жидкостей в подогреваемых снизу связанных каналах вблизи порога неустойчивости механического равновесия в эксперименте наблюдаются специфические колебания почти прямоугольной формы, часто называемые перебрсами, что обусловлено периодической сменой направления течения жидкости. Такие колебания впервые описаны в [1], результаты экспериментов докладывались на Пермском гидродинамическом семинаре [2]. Правдоподобного объяснения механизма этих колебаний не было предложено, однако со временем стало ясно, что причина явления заключается в генерации конвективных циркуляций. Роль генератора отводилась гравитационной седиментации магнитных частиц. Позднее в качестве источника неоднородностей называлась термодиффузия частиц за счет неоднородностей температуры в сечении каналов при слабой конвекции [3], но необходимые оценки не проводились.

Похожие по форме колебания наблюдались и в экспериментах с жидкими бинарными молекулярными растворами. В [4] описана математическая модель конвекции бинарной смеси с термодиффузией молекул в жидких бинарных растворах. В численных экспериментах наблюдались колебания, похожие по форме на обсуждаемые колебания магнитной жидкости.

В [5] сделана попытка объяснения опытных данных по конвекции бинарных растворов и магнитных жидкостей с помощью расширенных уравнений тепловой конвекции многокомпонентных смесей с учетом термодиффузии для молекул и седиментации для коллоидных частиц. Возможный термодиффузионный дрейф магнитных частиц не учитывался.

В настоящее время термодиффузия и седиментация традиционно упоминаются при описании конвективных экспериментов с магнитными жидкостями и в полостях другой формы [6], но прямые количественные подтверждения влияния обсуждаемых механизмов на конвекцию не приводятся.

Эксперименты, выполненные в последнее время, показали, что периодические переходы между двумя возможными ветвями конвекции наблюдаются не только в образцах на основе многокомпонентного керосина, но и в магнитной жидкости на основе однокомпонентного ундекана. Эти новые эксперименты, а также налаженные оперативные измерения параметров магнитной жидкости непосредственно перед конвективными опытами позволили автору провести максимально полные количественные оценки и теоретический анализ возможной роли термодиффузионного дрейфа

коллоидных частиц. Роль седиментации также оценена применительно к конвекции магнитной жидкости в связанных вертикальных, подогреваемых снизу каналах.

2. Роль седиментации

Для анализа используем типичные параметры применявшихся в конвективных экспериментах жидкостей. Наиболее полный набор параметров измерен в работе [15] для ундекановой магнитной жидкости. Радиус магнитных частиц вместе с защитным слоем $r = 5$ нм, динамическая вязкость $\eta = 8.5 \cdot 10^{-3}$ Па·с, кинематическая вязкость $\nu = 5.8 \cdot 10^{-6}$ м²с⁻¹, температуропроводность среды $\chi = 1.1 \cdot 10^{-7}$ м²с⁻¹, концентрационный коэффициент плотности $\beta_c = 3$, температурный коэффициент плотности $\beta_T = 1.0 \cdot 10^{-3}$ К⁻¹, средняя концентрация $C_0 = 0.16$. Скорость седиментации частиц определялась по формуле Стокса $v_s = 2.4 \cdot 10^{-11}$ м/с, а коэффициент диффузии оценивался по формуле Эйнштейна $D = 5.2 \cdot 10^{-12}$ м²с⁻¹. Перечисленные параметры приведены для оценок, но вполне соответствуют некоторым реальным образцам МЖ, использованным в конвективных экспериментах.

Большая часть экспериментов выполнялась на установке из двух параллельных вертикальных каналов квадратного сечения шириной $2d = 3.2$ мм и высотой $h = 50$ мм. Каналы вырезаны в латунном стержне теплопроводностью $\lambda = 200$ Дж·К⁻¹·м⁻¹. Каналы сверху и снизу соединялись друг с другом. В публикациях [3–5, 8, 9] можно найти детальное описание экспериментов с разными жидкостями именно в этих каналах. При достижении критических условий подогрева возникает конвективное течение: в одном канале – восходящий поток, а в другом – нисходящий. Интенсивность течения определялась при помощи дифференциальной термопары по разности температур 2Θ между восходящим и нисходящим потоками, здесь Θ – отклонение температуры в центре канала от температуры стенки.

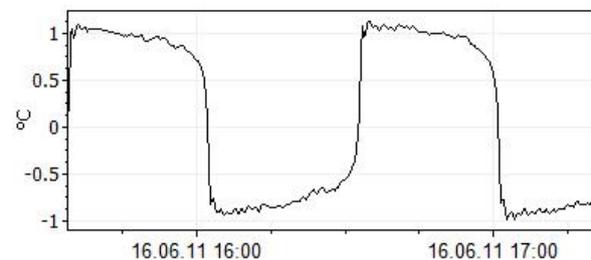


Рис. 1. Периодическая смена направления конвективного потока магнитной жидкости в связанных, подогреваемых снизу каналах

Вблизи порога неустойчивости равновесия уже возникшее почти стационарное конвективное течение оказывается неустойчивым и за время $\tau/2$

путем быстрого переходного процесса сменяется течением в противоположном направлении – подъем в левом канале и опускание в правом сменяется на течение в обратном направлении. Далее все повторяется с периодом $\tau \sim 1$ ч. Периодические переходы между двумя ветвями конвекции (перебросы) наблюдались со всеми образцами МЖ. На рис. 1 показана типичная термограмма такой конвекции.

Конвективные эксперименты [3] показали, что в каналах появляются вертикальные неоднородности концентрации еще до возникновения конвекции. Это проявляется в колебательной неустойчивости механического равновесия и гистерезисе возникновения конвекции в каналах. Величина этих неоднородностей мала в сравнении со средней концентрацией, но достаточна, чтобы сместить порог возникновения конвекции и вызвать колебательный характер неустойчивости равновесия. Имеется несколько причин появления вертикальных неоднородностей до опыта:

- неполное перемешивание исходного образца – в результате неоднородности оседают вниз, подобно плохо перемешанному сиропу в стакане с водой (концентрационная конвекция);
- седиментация агрегатов, которые оседают существенно быстрее одиночных частиц;
- и, наконец, самой медленной является седиментация одиночных частиц, причем весь путь частица способна пройти только за время $h/v_s \sim 6 \cdot 10^5$ ч, т.е. за время, несопоставимо большее периода колебаний τ .

Рост концентрации в нижней части сосуда в объеме высотой δ , за счет оседания частиц со скоростью v_s можно описать формулой из работы [7], которая актуальна только на начальном этапе, пока можно пренебречь диффузией частиц на верхней границе объема. Частицы в объеме оседают и не выходят обратно, так как на расстоянии δ от границы пока нет достаточного градиента C

$$C = C_0 \left(1 + \frac{v_s t}{\delta} \right). \quad (1)$$

На рис.2 показан процесс накопления концентрации в нижней части вертикальной трубки длиной 9 см в придонном слое высотой $\delta = 3$ см за время $\sim 10^4$ ч. Линейность зависимости соответствует (1), а из наклона графика может быть найдена скорость седиментации.

Например, при $v_s \sim 10^{-11}$ м/с за время подготовки эксперимента $t \sim 10^4$ с в слое высотой $\delta \sim 1$ см концентрация увеличится на $\Delta C/C_0 \sim 10^{-5}$, и этого уже достаточно, чтобы наблюдать в опытах колебательный переход с периодом $\sim 10^2$ с:

$$\tau_i = \frac{4d^2}{\pi\chi} \sqrt{\frac{\beta_t \nabla T_0}{\beta_c \nabla C}}, \quad (2)$$

здесь ∇T_0 – вертикальный градиент температуры, при котором наблюдается колебательная неустойчивость механического равновесия [9]. Видно, что период переходных колебаний не зависит от термодиффузионных параметров жидкости, но определяется температуропроводностью среды.

На рис. 3 показан типичный колебательный переход от равновесия к конвекции. По частоте колебаний (2) можно оценить имеющийся на момент начала опытов градиент концентрации.

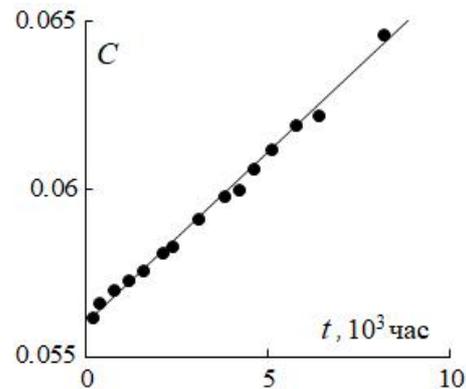


Рис. 2. Накопление частиц в нижней части трубки со временем [7]

Таким образом, гравитационная седиментация частиц в покоящейся магнитной жидкости оказывает влияние на конвекцию в каналах, но только на начальном этапе перехода от механического равновесия к конвективному течению.

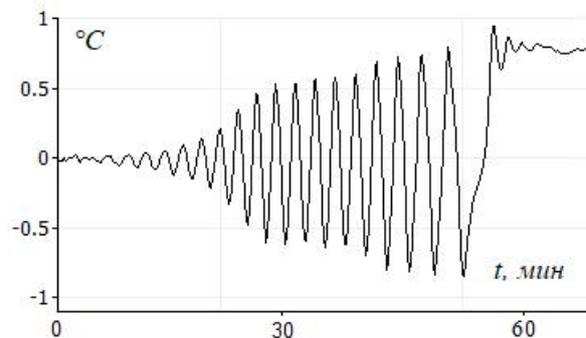


Рис. 3. Колебательный переход магнитной жидкости от равновесия к конвекции

Седиментация на фоне конвекции в каналах неконкурентноспособна. Скорость седиментации в применявшихся жидкостях на $7 \div 8$ порядков меньше конвективной скорости. Аргументом против седиментации является также несопоставимость периода колебаний с характерными временами осаждения частиц и релаксации неоднородностей по вертикали. Учитывая гармонический профиль скорости в каналах квадратного сечения [8], легко убедиться, что только в очень узком пристеночном слое ($\sim 10^{-7}$ м) скорость оседания частиц может сравниться с вертикальной конвективной скоростью. За время $\tau/2$ частицы вблизи стенки продвинулись за счет седиментации на ничтожное рас-

стояние $\sim 10^{-8}$ м, причем одинаково и в правом и в левом каналах. При этом в центральной части сечения канала жидкие частицы успевают совершить десятки оборотов по замкнутому контуру. Таким образом, у броуновской частицы просто нет времени на седиментацию. Поэтому природа неустойчивости конвективного течения в обсуждаемых каналах никак не связана с седиментацией.

Отметим, однако, что авторы [10] для описания влияния седиментации на конвекцию ввели новый безразмерный параметр – число Больцмана $Bl = mgh/kT$, где m – масса частицы за вычетом массы вытесненной жидкости, k – постоянная Больцмана. Ими решен целый ряд задач, где роль седиментации в конвекции при определенной геометрии полостей и некоторых параметрах частиц и жидкостей может оказаться определяющей. Для наших экспериментов число Больцмана не мало, $Bl \sim 10$ и, казалось бы, седиментацию следует учитывать, но начальное равновесное Больцмановское распределение частиц по высоте достигается в каналах в неподвижной жидкости за время порядка года. Мы же анализируем процессы с характерным временем ~ 1 ч в условиях достаточно сильной конвекции. Кроме того, равновесное барометрическое распределение при высоте наших каналов 5 см характеризуется столь большой стратификацией по плотности, что делает практически невозможным возникновение стационарной конвекции при разумных температурных градиентах. Гравитационная высота для применявшихся жидкостей составляет $kT/mg \sim 10$ см. Обсуждаемые эксперименты с аккуратно перемешанными до опыта жидкостями начинаются и проводятся в условиях, когда равновесное распределение концентрации просто недостижимо.

С другой стороны, названные авторы опубликовали целый ряд работ по конвекции коллоидных систем, например, [12], в которых определяющую роль играет термодиффузия частиц.

Нормальная термодиффузия молекул тяжелой жидкой примеси играет ключевую роль в подтвержденной экспериментально модели конвекции бинарных растворов [4, 9].

3. Роль термодиффузии частиц

Проведем оценки и покажем, что в случае с магнитными жидкостями седиментация частиц уходит на второй план на фоне другого генератора неоднородностей в виде термодиффузионного потока частиц, направленного поперек узких каналов. Поперечный термодиффузионный поток сильнее вертикального. Это связано с тем, что узкий канал выступает в роли своеобразного усилителя температурного градиента. Конвекция создаст в канале поперечный профиль температуры так [8], что разность температур Θ между центром канала и его стенкой связана и сравнима с вертикальным перепадом температур ΔT , а полуширина

канала d примерно в 30 раз меньше его высоты h . Это приводит к тому, что горизонтальный градиент температуры у стенки канала при конвективном течении примерно на порядок превышает вертикальный градиент и соответственно обеспечивает более сильный термодиффузионный дрейф частиц поперек канала со скоростью v_i

$$v_i = -D\alpha\nabla T, \quad (3)$$

здесь α – коэффициент термодиффузии (Соре). При положительном коэффициенте α в канале с подъемным течением частицы дрейфуют в направлении стенок канала, а в противоположном канале, наоборот, дрейф частиц направлен от холодных стенок к центру.

При анализе роли термодиффузии учтем, что время релаксации гидродинамических возмущений поперек обсуждаемых каналов $(2d)^2/(2\pi^2\nu) \sim 0.1$ с, а время релаксации температурного поля $(2d)^2/(2\pi^2\chi) \sim 5$ с [11], т.е. эти времена существенно меньше периода перебросов $\tau \sim 1$ ч. Это означает, что на каждом из полупериодов в каналах реализуется установившееся, стационарное течение аналогичное течению однокомпонентной жидкости. Это также подтверждают зависимости Θ от числа Релея, где амплитуды перебросов и интенсивности стационарных течений ложатся на одну кривую [3].

Диффузионное время релаксации коллоидных концентрационных неоднородностей поперек канала $(2d)^2/(2\pi^2D) \sim 50$ ч, т.е. на много порядков больше гидродинамического и температурного времен релаксации, а также более чем на порядок превышает период перебросов. Это дает возможность применить формулу (1) для описания накопления (убыли) частиц вблизи стенки канала в слое толщиной δ . Вместо скорости седиментации в формуле следует использовать скорость термодиффузионного дрейфа v_i . Толщину слоя δ для оценок выберем исходя из профиля конвективной скорости в каналах [8], таким образом, чтобы полупериод перебросов $\tau/2$ соответствовал времени пробега жидкой частицей длины канала h . Конечно, толщина слоя δ меняется с координатой вдоль стенки (рис. 4), так как слой очерчен линией уровня поля скорости в сечении канала (4), но для оценок будем считать толщину слоя одинаковой, если слой достаточно тонкий. С другой стороны, величина δ не должна быть слишком маленькой, иначе нельзя будет пренебречь обратным диффузионным потоком. Приравнивая время релаксации концентрационных неоднородностей в пределах слоя и время, равное половине периода, можно оценить допустимую толщину слоя величиной $\delta \sim 0.3$ мм. Магнитные частицы, попадающие в канале с подъемным течением в δ -слой, накапливаются там в течение половины периода. В итоге жидкость в этом канале будет тяжелесть, а канал с опускным течением будет терять магнитные частицы, т.е. становиться легче. Когда подъемная сила в доста-

точной мере ослабнет, произойдет смена направления конвекции. Это вновь возникшее конвективное течение почти стационарно, однако является неустойчивым, и механизм неустойчивости вновь связан с термодиффузионным разделением частиц поперек каналов, но теперь в обратном направлении.

Для дальнейших оценок используем аналитическое решение нелинейной стационарной задачи о конвекции однокомпонентной жидкости в подогреваемых снизу каналах квадратного сечения конечной высоты [8]. Обобщение стационарной задачи на случай конвекции бинарных смесей с нормальной и аномальной термодиффузией описано в [9], где приводится также сопоставление с экспериментом.

Профили скорости и температуры в сечении каналов выглядят следующим образом:

$$\begin{aligned} V(x, y) &= V_0 \sin(\pi x/2d) \cos(\pi y/2d); \\ T(x, y, z) &= \Theta(z) \sin(\pi x/2d) \cos(\pi y/2d). \end{aligned} \quad (4)$$

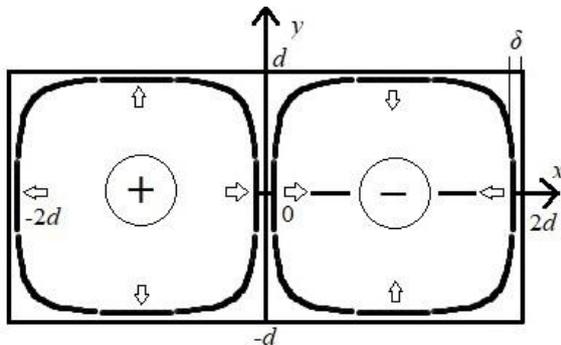


Рис. 4. Поперечное сечение каналов и оси координат. Стрелками показаны направления термодиффузионных потоков v (из) δ -слоя в канале с течением вверх (+) и в канале с течением вниз (-), линия уровня поля $V = 2h/\tau$ определяет толщину δ

Скорость течения V постоянна вдоль каналов, а формулы, описывающие вертикальное распределение $\Theta(z)$, не приводятся здесь, но график показан на рис. 5. Видно, что при небольших относительных числах Релея $\mu = Ra / Ra_0$ температура Θ вдоль большей части длины канала сохраняется постоянной. Этот факт, подтвержденный в обсуждаемой работе экспериментально, позволяет существенно упростить оценки.

Экспериментальная часть работы [8] выполнена с разными жидкостями (вода, декан, керосин и др.), её результаты хорошо согласуются с теорией, как в части как измерения температурных полей, так и измерения скорости конвективного движения. Это дает основание пересчитать теоретические зависимости для параметров анализируемой магнитной жидкости, показать их на графиках в размерном виде на рис. 5 и использовать для оценок роли термодиффузии.

Подставим скорость термодиффузии (3) в формулу (1), используя средний градиент температуры вблизи стенки, и найдем прирост концентрации в δ -слое за половину периода $\tau/2$:

$$\Delta C = C_0 \frac{\tau D \alpha \Theta}{2 \delta d}. \quad (5)$$

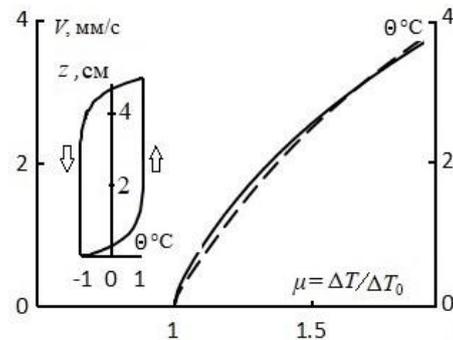


Рис. 5. Расчетная скорость течения (сплошная линия) и температура (пунктир) на оси каналов [8] при критической разности $\Delta T_0 = 7.7^\circ\text{C}$; фрагмент – распределение температуры на оси каналов при $\Delta T = 9.0^\circ\text{C}$ ($\mu = 1.18$)

Такой же прирост будет обеспечен и около трех других стенок. Концентрационную подъемную силу жидкого элемента в слое, появившуюся за счет термодиффузии, следует проинтегрировать по объему слоя толщиной δ и приравнять интегральной температурной подъемной силе, найденной с учетом гармонического профиля температуры (4) в сечении и постоянства ее по высоте:

$$\rho g \beta_c C_0 \frac{\tau D \alpha \Theta}{2 \delta d} 2d \delta h 4 = \rho g \beta_l \Theta (2d)^2 h \frac{4}{\pi^2}.$$

Видно, что толщина слоя δ и температура Θ исключаются из уравнения, и мы получаем формулу для оценки коэффициента термодиффузии через параметры обсуждаемой жидкости и экспериментальный период перебросов τ :

$$\alpha = \frac{4 \beta_l d^2}{\pi^2 \beta_c C_0 D \tau} \sim 0.1 \text{ K}^{-1}. \quad (6)$$

Приведенное число совпадает по порядку величины с экспериментальными измерениями коэффициента α для магнитной жидкости другими авторами [13].

Если использовать коэффициент термодиффузии $\alpha \sim 0.2 \text{ K}^{-1}$ для частиц диаметром 11 нм из работы [13], то по формуле (3) скорость дрейфа для параметров, соответствующих рис. 5 при $\mu = 1.18$, можно оценить величиной $v_b \sim 6 \cdot 10^{-10} \text{ м/с}$, что более чем на порядок превышает скорость седиментации. Термодиффузионная скорость, также как и скорость седиментации, намного меньше скорости потока в центре канала ($V_0 = 1.3 \cdot 10^{-3} \text{ м/с}$). Однако важно, что термодиффузионный поток направлен

перпендикулярно вектору конвективной скорости, перпендикулярен стенке и действует в разные стороны в каждом из каналов, периодически воспроизводя описанный механизм неустойчивости конвективного течения. Кроме того, важно, что концентрационный коэффициент плотности более чем на три порядка больше температурного коэффициента, поэтому генерируемые неоднородности концентрации весьма малы и недоступны обычным средствам измерения. Независимый измерительный прибор должен реагировать на неоднородности $\Delta C/C_0 \sim 10^{-6}$, чтобы зафиксировать определяющее эффект поле концентрации с пространственным разрешением менее 0.1 мм в пределах сечения 3×3 мм². Такие приборы для непрозрачных сред автору неизвестны. В описываемых экспериментах чувствительным датчиком служит слабая конвекция в узких каналах, а легко измеряемый период перебросов позволит, вероятно, определять в будущем термодиффузионный коэффициент для магнитных жидкостей.

Формулу (6) нельзя использовать для расчета периода перебросов при разных числах Рейля не только по причине необходимости учета диффузии частиц. Кроме того, важно, что с ростом надкритичности вертикальный профиль температуры $\Theta(z)$ и, соответственно, генерирующий неоднородности горизонтальный температурный градиент становится неоднородным по вертикали, в то время как профиль скорости V однородность сохраняет.

Вычислим интеграл от температуры вдоль канала, используя решение [8]. Такой интеграл характеризует наряду с подъемной силой еще и суммарные генерирующие способности конвективного течения вдоль всего канала:

$$\int_0^H \theta dz = \frac{2UP}{\pi^2 bH} \left(bH + \frac{\gamma}{\xi} \text{th}(\xi H) - \frac{\xi}{\gamma} \text{th}(\gamma H) \right),$$

здесь используются безразмерная температура $\theta = \Theta/\Delta T$, скорость $U = V_0 d/\nu$, число Прандтля $P = \nu/\chi$, высота каналов $H = h/d$, $a = 32/9\pi^2$,

$$\sigma = \pi H / 2\sqrt{2}, \quad b = \sqrt{(aPU)^2 + \pi^2/2}, \quad \xi = (aPU + b)/2, \quad \gamma = (aPU - b)/2.$$

Решение также содержит неявную зависимость скорости конвекции от числа Рейля $U = U(Ra)$, из которой можно найти интегральную характеристику размывающих способностей конвекции и связать ее с параметром $\mu = Ra/Ra_0$:

$$\int_0^H U dz = \frac{2U(\mu)P}{\pi^2}, \quad Ra_0 = \frac{\pi^4}{4} \left(\frac{1}{1 - \text{th}(\sigma)/\sigma} \right).$$

На рис. 6 приведен график отношения интеграла от скорости к интегралу от температуры. График характеризует соотношение между размывающими и генерирующими возможностями конвективного течения. Практически линейный вид графика с угловым коэффициентом, равным

единице, и его подобие экспериментальным зависимостям периода от числа Рейля позволяет предложить формулу для периода перебросов в зависимости от относительного числа Рейля

$$\tau = \frac{4\beta_1 d^2}{\pi^2 \beta_c C_0 D a} \mu. \quad (7)$$

Отметим, что период перебросов (7) определяется термодиффузионными свойствами среды Da , а на период переходных колебаний (2) термодиффузионные свойства никак не влияют, влияет только температуропроводность жидкости χ . Это свидетельствует о качественно разной природе этих колебательных процессов.

В эксперименте перебросы наблюдаются только вблизи порога неустойчивости равновесия, а приблизительно при $\mu > 1.5 \div 2$ сменяются стационарным течением. Объясняет это график зависимости интеграла температуры от относительного числа Рейля μ (рис. 6). Видно, что с ростом μ генерирующие возможности течения нарастают все медленнее, а после $\mu = 2$ начинают убывать.

Формула (7), конечно, имеет ограниченный диапазон применимости и годится только для таких сред и таких μ , при которых можно пренебречь обратной диффузией коллоидных частиц из пристеночного δ -слоя за половину периода.

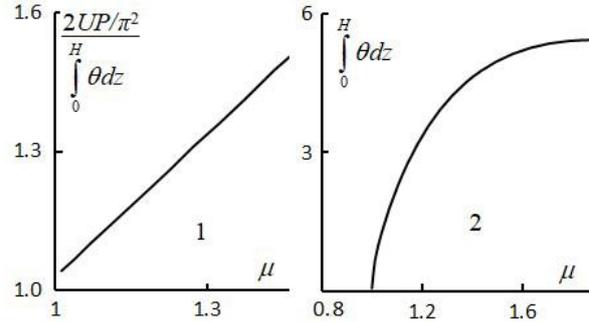


Рис. 6. Зависимости от относительного числа Рейля μ : 1 – отношение скорости конвекции к интегралу от температуры; 2 – генерирующие возможности конвекции

Диффузия способствует размыванию накопленных у стенки неоднородностей, и в этом случае с увеличением μ период перебросов должен расти быстрее. В частности, в жидких бинарных растворах нельзя выделить тонкий пограничный слой для накопления частиц, так как характерное диффузионное время релаксации неоднородностей поперек канала в таких смесях $(2d)^2/(2\pi^2 D)$ имеет порядок полупериода перебросов. Однако характер зависимости периода от параметров среды формула (7) определяет верно, и это будет видно в следующем параграфе из сравнения с экспериментом.

4. Сравнение с экспериментом

В заключение отметим, что период перебросов определяется не временем релаксации неоднород-

ностей, а тем, как быстро конвекция генерирует эти неоднородности за счет термодиффузионного дрейфа частиц. Формула (7) при $\mu = 1$ задает естественную единицу времени τ_0 для разных жидкостей. Для образцов, использованных в экспериментах [5], это характерное время показано в таблице вместе с другими параметрами.

Параметры экспериментальных жидкостей и базовый период перебросов τ_0

Параметр	МЖ 4%	МЖ 12%	Na ₂ SO ₄ 16%
r_m	$5 \cdot 10^{-9}$	$5 \cdot 10^{-9}$	–
$D_{m^2c^{-1}}$	$4.9 \cdot 10^{-11}$	$2.1 \cdot 10^{-11}$	$6.0 \cdot 10^{-10}$
$\alpha_{K^{-1}}$	0.2 [13]	0.2 [13]	$8.9 \cdot 10^{-3}$
$\beta_t_{K^{-1}}$	$1.0 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-3}$	$2.1 \cdot 10^{-4}$
β_c	3	3	0.85
τ_0, c	$5.1 \cdot 10^2$	$3.9 \cdot 10^2$	$3.0 \cdot 10^2$
ε	$0.6 \cdot 10^3$	$0.6 \cdot 10^3$	36

В таблице приведено значение безразмерного термодиффузионного параметра $\varepsilon = \alpha\beta_c/\beta_t$ для использования в теоретических моделях.

В экспериментах с керосином также наблюдались колебания вблизи порога неустойчивости равновесия. Нерегулярная форма колебаний керосина визуально весьма далека от правильной почти прямоугольной формы колебаний магнитных жидкостей. Результаты экспериментов с керосином не заносились в таблицу и на график рис. 7, так как не известны необходимые параметры такой многокомпонентной молекулярной смеси.

Попытаемся оценить относительный вклад коллоидных частиц и тяжелых молекул в концентрационную подъемную силу $\rho g \beta_c \Delta C$. Для оценок воспользуемся формулой прироста концентрации в пристеночном слое за половину периода (5). Поскольку и тяжелые молекулы, и коллоидные частицы находятся в одинаковых условиях, то в отношении сил останутся только концентрационные коэффициенты плотности, диффузии и термодиффузии. Индекс «ч» относится к частицам, а индекс «м» обозначает молекулярную примесь:

$$\frac{F_{ч}}{F_{м}} = \frac{\beta_{ч} C_{ч} D_{ч} \alpha_{ч}}{\beta_{м} C_{м} D_{м} \alpha_{м}}$$

Для керосина выяснить значения параметров не представляется возможным, поэтому приведенная формула пока не может дать ответа на вопрос о соотношении обсуждаемых вкладов. Однако она показывает список из четырех параметров фракций керосина, недостающих для прямых оценок.

Рис. 7, где объединены результаты экспериментов с разными концентрациями частиц, пока-

зывает, что вклад коллоидных частиц в колебания магнитной жидкости на основе керосина является определяющим, так как при нормировке использованы реальные коэффициенты диффузии частиц и их реальные, отличающиеся втрое, концентрации. Кроме того, при нормировке использован коэффициент термодиффузии магнитных частиц α , измеренный в экспериментах других авторов [13] с магнитными жидкостями, наполненными коллоидными частицами магнетита диаметром 11 нм. Коэффициент α в работах названных авторов лежит в диапазоне $0.2 \div 0.3 \text{ K}^{-1}$. Периоды колебаний в наших экспериментах группируются около одной прямой линии при $\alpha = 0.2 \text{ K}^{-1}$.

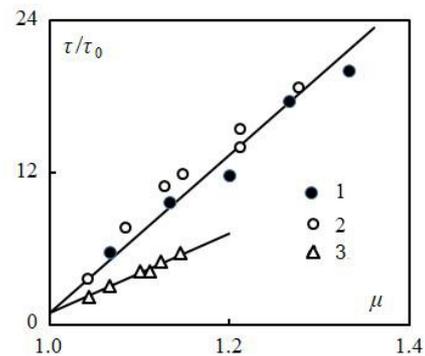


Рис. 7. Нормированный период перебросов в зависимости от μ : 1 — 4% МЖ на базе керосина; 2 — 12% МЖ на базе керосина; 3 — 16%-ный водный раствор сульфата натрия

Для раствора сульфата натрия использованы коэффициент $Sore$ и коэффициент диффузии, измеренные в [14].

Таким образом, по мнению автора, термодиффузионный дрейф коллоидных магнитных частиц полностью объясняет механизм периодической неустойчивости конвекции магнитной жидкости, а вклад гипотетической термодиффузии молекулярных компонентов керосина оценить невозможно, поскольку необходимые для этого свойства неизвестны.

Ключевую роль коллоидных частиц показывают также наблюдения периодических переходов между двумя ветвями конвекции в экспериментах с магнитными жидкостями на основе ундекана, где тяжелых молекулярных примесей нет совсем, а частицы есть, и периодическая неустойчивость конвективного течения наблюдается [15].

5. Заключение

Проанализирована роль седиментации и термодиффузии коллоидных частиц в периодически повторяющейся неустойчивости конвективного течения магнитной жидкости в подогреваемых снизу связанных вертикальных каналах. Эти периодические переходы между двумя возможными направлениями конвективного потока наблюдаются

ся в эксперименте вблизи порога неустойчивости механического равновесия в диапазоне относительных чисел Рейля μ от 1 до $1.5 \div 2$.

Показано, что седиментация не может служить причиной описанных периодических процессов, так как ее характерные времена на $4 \div 5$ порядков отличаются от периода колебаний. Скорость седиментации, направленная вдоль траекторий жидких частиц, меньше конвективной скорости на $7 \div 8$ порядков и не приводит к накоплению частиц в какой-либо части каналов.

Причиной явления выступает термофорез коллоидных частиц за счет температурных градиентов, направленных поперек узких каналов. Конвекция генерирует неоднородности частиц за счет их термодиффузионного дрейфа перпендикулярно стенкам каналов. В канале с восходящим потоком концентрация частиц у стенок растет в течение полупериода колебаний, а в противоположном канале падает. В итоге меняется направление конвективного течения, которое повторяется периодически. Таким образом, физический механизм явления качественно совпадает с таковым для жидких бинарных смесей с нормальной термодиффузией молекул тяжелой компоненты [4, 9]. Разница состоит только в величине диффузионных и термодиффузионных параметров этих сложных сред.

Выполнена оценка коэффициента термодиффузии частиц исходя из периода описанных колебаний, которая совпала по порядку величины с измерениями других авторов [13]. Предложена формула для периода перебросов в зависимости от термодиффузионных параметров магнитной жидкости. Дано объяснение того, почему описанные колебания наблюдаются только в ограниченном диапазоне чисел Рейля $1 < \mu < 2$.

Проанализированы результаты экспериментов с керосиновыми магнитными жидкостями и сделана попытка разделить вклад термодиффузии молекул тяжелых фракций керосина и термофорез коллоидных частиц. Показано, что разделить вклады пока нельзя, так как не известны необходимые для этого параметры керосина. Однако параметры коллоидных частиц измерены, в том числе коэффициент $Sope$, и этого достаточно, чтобы объяснить периодическую неустойчивость конвекции магнитной жидкости в связанных вертикальных каналах. Эти выводы подтверждают наблюдения периодической неустойчивости конвекции, описанные в экспериментах с ундеканом [15], где тяжелых молекулярных фракций нет совсем, а коллоидные частицы есть.

Список литературы

1. Путин Г. Ф. Экспериментальное исследование влияния барометрического распределения на течения ферромагнитных коллоидов // *Мат.* 11-

- го Рижского совещания по магнитной гидродинамике. Рига, 1984. Т. 3. С. 15–18.
2. Глухов А. Ф. О конвективной устойчивости феррожидкости // Доклад на Пермском городском гидродинамическом семинаре № 584. Пермь, 1984.
3. Глухов А. Ф., Путин Г. Ф. Конвекция магнитных жидкостей в связанных каналах при подогреве снизу // *Известия РАН. Механика жидкости и газа.* 2010. № 5. С. 41–48.
4. Глухов А. Ф., Демин В. А., Путин Г. Ф. Конвекция бинарной смеси в связанных каналах при подогреве снизу // *Известия РАН. Механика жидкости и газа.* 2007. № 2. С. 13–23.
5. Глухов А. Ф., Демин В. А., Попов Е. А. Тепловая конвекция магнитной наносuspензии в узких каналах // *Известия РАН. Механика жидкости и газа* 2013. № 1. С. 41–51.
6. Божко А. А., Краузина М. Т., Сидоров А. С., Суслов С. А. Об особенностях конвекции в ферроколлоидах в гравитационном и магнитном полях // *Вестник Пермского университета. Физика.* 2018. Вып. 1 (39). С. 54–64.
7. Глухов А. Ф., Путин Г. Ф. Установление равновесного барометрического распределения частиц в магнитной жидкости // *Гидродинамика.* 1999. Вып. 12. С. 92–103.
8. Глухов А. Ф., Зорин С. В., Путин Г. Ф., Петухова Е. С. Тепловая конвекция в связанных вертикальных каналах конечной высоты // *Конвективные течения.* Пермь, 1985. С. 24–31.
9. 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.
10. Shliomis M. I., Smorodin B. L. Onset of convection in colloids stratified by gravity // *Physical Review E.* 2005. Vol. 71. N. 3, 036312.
11. Цветков Ф. Ф., Григорьев Б. А. Теплообмен. М.: Изд-во МЭИ, 2005. 550 с.
12. Smorodin B. L., Черепанов И. Н. Конвекция в коллоидной суспензии в замкнутой горизонтальной ячейке // *Журнал экспериментальной и теоретической физики.* 2015. Т. 147. № 2. С. 363–371.
13. 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.
14. Костарев К. Г., Пиеничников А. Ф. Влияние свободной конвекции на термодиффузию в жидкой смеси, заполняющей прямоугольную полость // *Прикладная механика и техническая физика.* 1986. № 5. С. 73–76.
15. 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.

References

1. Putin G. F. Eksperimental'noye issledovaniye vliyaniya barometricheskogo raspredeleniya na techeniya ferromagnitnykh kolloidov. *Materials of the 11th Riga Meeting on Magnetic Hydrodynamics*, Riga, 1984, vol. 3, pp. 15–18 (In Russian).
2. Glukhov A. F. O konvektivnoy ustoychivosti ferrozhidkosti. Report at the Perm City Hydrodynamic Seminar No. 584. Perm. 1984. (in Russian)
3. 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.
4. Glukhov A. F., Demin V. A., Putin G. F. Binary-mixture convection in connected channels heated from below. *Fluid Dynamics*, 2007, vol. 42, no. 2, pp. 162–169.
5. Glukhov A. F., Demin V. A., Popov E. A. Thermal magnetic nanosuspension convection in narrow channels. *Fluid Dynamics*, 2013, vol. 48, no. 1, pp. 36–45.
6. Bozhko A. A., Krauzina M. T., Sidorov A. S., Suslov S. A. Features in ferrocolloid convection in the presence of gravitational and magnetic fields. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2018, no. 1 (39), pp. 54–64.
7. Glukhov A. F., Putin G. F. Ustanovleniye ravnovesnogo barometricheskogo raspredeleniya chastits v magnitnoy zhidkosti (Establishment of an equilibrium barometric distribution of particles in a magnetic fluid). *Hydrodynamics*, 1999, vol. 12, pp. 92–103 (In Russian)
8. 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.
9. 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.
10. Shliomis M. I., Smorodin B. L. Onset of convection in colloids stratified by gravity. *Physical Review E*, 2005, vol. 71, no. 3, 036312.
11. Tsvetkov F. F., Grigorev B. A. *Teplomassoobmen*. Moscow: MEI, 2005. 500 p. (In Russian).
12. 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, no. 2, pp. 319–326.
13. 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.
14. 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.
15. 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.

Просьба ссылаться на эту статью в русскоязычных источниках следующим образом:

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

Please cite this article in English as:

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