

УДК 536.25, 541.18
PACS 47.65.Cb, 47.57.J-

О конвективной устойчивости равновесия коллоидов и жидких бинарных смесей при положительной термодиффузии

А. Ф. Глухов

Пермский государственный национальный исследовательский университет, Пермь
glua@mail.ru

Изучается конвективная устойчивость механического равновесия коллоидов и бинарных смесей с положительной термодиффузией. Такие задачи обычно рассматриваются на фоне стационарного распределения концентрации, возникшего за счет термодиффузии и(или) седиментации. Но в связанных вертикальных каналах квадратного сечения 3.2×3.2 мм высотой 50 мм, ячейке Хеле-Шоу $17 \times 32 \times 1.5$ мм и плоском слое высотой 3 мм при подогреве снизу время установления концентрационного профиля чрезвычайно велико и составляет от нескольких дней до нескольких лет. Поэтому устойчивость равновесия анализируется на фоне роста концентрационных неоднородностей. Это позволило объяснить экспериментальные факты: 1) в магнитной жидкости в каналах ниже критического числа Рэлея наблюдались периодические (~ 4 ч) конвективные всплески; 2) в бинарной смеси в ячейке Хеле-Шоу наблюдались всплески с периодом ~ 0.5 ч. Получена формула для периода, дающая результаты близкие к экспериментальным.

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

Поступила в редакцию 08.01.2023; после рецензии 16.02.2023; принята к опубликованию 16.02.2023

On convective stability of the equilibrium of colloids and liquid binary solutions with positive thermal diffusion

A. F. Glukhov

Perm State University, Perm, Russia
glua@mail.ru

The study investigates stability of the mechanical equilibrium of colloids and binary mixtures with positive thermal diffusion. Such problems are usually considered in the presence of a stationary concentration distribution that arises due to thermal diffusion and (or) sedimentation. But in connected vertical channels of a square section of 3.2×3.2 mm with a height of 50 mm, a Hele-Shaw cell of $17 \times 32 \times 1.5$ mm, and a flat layer with a height of 3 mm when heated from below, the time it takes the concentration profile to become settled is extremely long and ranges from several days to several years. Therefore, the stability of the equilibrium was analyzed in the presence of increasing concentration inhomogeneities. This helped explain the experimental facts: 1) periodic (~ 4 hours) convective bursts were observed in the magnetic fluid in channels below the critical Rayleigh number; 2) bursts with a period of ~ 0.5 hours were observed in the binary mixture in the Hele-Shaw cell. A formula for the period of bursts has been obtained, it gives results close to experimental ones.

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

Received 08 January 2023; revised 16 February 2023; accepted 16 February 2023

doi: 10.17072/1994-3598-2023-1-39-46

1. Введение

При теоретическом изучении конвекции бинарных смесей [1] или коллоидов [2] авторы традиционно рассматривают возникновение и развитие течения на фоне установившегося стационарного распределения концентрации. Эти распределения возникают в результате седиментации и термодиффузии коллоидных частиц или термодиффузии тяжелой компоненты в бинарных смесях [3, 4]. Бинарные смеси и коллоиды характеризуются весьма слабой диффузией, поэтому процессы установления распределений очень медленные. При высоте экспериментальной установки h и коэффициенте диффузии D время установления можно оценить величиной $\tau_m \sim h^2 \pi^2 D^{-1}$, и поведение системы в этот промежуток времени не анализируется. В лабораторном эксперименте, в отличие от вычислительного, длительный процесс установления «проскочить» невозможно. С другой стороны, экспериментатор не может ждать месяцы или даже годы, например, в опытах с магнитной жидкостью (МЖ) в полостях высотой несколько сантиметров [5, 6], чтобы получить начальное стационарное распределение концентрации по вертикали. Даже в плоском слое МЖ толщиной 3 мм [7] характерное время установления $\sim 5 \cdot 10^1$ ч, что весьма некомфортно для исследователя. При этом τ_m – это заниженная оценка времени. Реально следует ждать более $3\tau_m$, чтобы отклонение от стационарного профиля стало меньше 5%. Поэтому в эксперименте часто наблюдаются не те результаты, которые показывают традиционный подход или основанная на нем численная модель.

В настоящей работе проводится анализ явлений, наблюдавшихся при исследовании конвекции коллоидов и бинарных смесей в процессе перехода системы от равновесия к конвекции на временах $t \ll \tau_m$, т.е. когда распределение концентрации еще не установилось и меняется от однородного профиля $C = C_0$ в направлении стационарного профиля $C(z)$. Рассматривается только начало этого перехода, пока вертикальные неоднородности концентрации невелики и диффузионными потоками можно пренебречь. Ранее подобный подход применялся при исследовании устойчивости конвективного течения магнитной жидкости в связанных вертикальных каналах [5], что позволило объяснить причину периодической смены направления конвекции, подтвердить положительный характер термодиффузии в МЖ и найти коэффициент Co_{re} .

В предлагаемой статье метод анализа устойчивости «на лету» позволил объяснить наблюдавшуюся ниже критического числа Рэлея $Ra < Ra_0$ в опытах и в численных расчетах конвекцию в виде

периодических всплесков. Однородная жидкость в таких условиях должна находиться в равновесии.

Впервые подкритическая конвекция в виде всплесков, названных пикообразными выбросами, была обнаружена теоретически в численном расчете течений бинарной смеси с положительной термодиффузией в вертикальных связанных каналах [3] при попытке получить стационарное течение ниже Ra_0 . Использовался традиционный подход, т.е. конвекция рассматривалась на фоне установившегося линейного термодиффузионного профиля.

Под влиянием этих теоретических результатов подкритические конвективные всплески были обнаружены и в эксперименте с водным раствором сульфата натрия в ячейке Хеле-Шоу [4], а позднее и в связанных вертикальных каналах.

Подкритическая конвекция определяется периодическим «обрушением» неустойчивой стратификации плотности, наведенной положительной термодиффузией – такая идея впервые высказана в [8] и подтверждена анализом эксперимента на уровне оценок. Здесь эта идея развивается аналитически, опираясь на теорию конвективной устойчивости [1] с учетом реальных параметров применявшихся в опытах магнитных жидкостей и бинарных смесей. Без полного набора диффузионных, термодиффузионных и других определяющих конвекцию параметров жидкостей такое исследование вряд ли было бы возможным.

2. Устойчивость равновесия жидкости при положительной термодиффузии

Рассмотрим коллоидную жидкость с положительной термодиффузией частиц в полости высотой h при подогреве снизу. Ось z направлена вверх. Все рассуждения, приведенные ниже, справедливы для горизонтального плоского слоя высотой h и для связанных вертикальных каналов, и для ячейки Хеле-Шоу такой же высоты. Температурный градиент A , направленный вертикально вниз, величиной меньше критического значения A_0 будем считать заданным, так как прогрев слоя происходит значительно быстрее установления профиля $C(z)$ (число Шмидта большое $S = \chi D^{-1} \gg 1$, а число Прандтля много меньше $P = \chi \nu^{-1} \ll S$). В этих условиях жидкость находится в механическом равновесии, но под влиянием температурного градиента при тепловом числе Рэлея $Ra = g\beta A d^4 \nu^{-1} \chi^{-1}$ для каналов квадратного сечения $2d \times 2d$, или ячейки Хеле-Шоу толщиной $2d$. Для плоского слоя высотой h число Рэлея $Ra = g\beta A h^4 \nu^{-1} \chi^{-1}$, здесь β , ν , χ – концентрационный коэффициент плотности, кинематическая вязкость и температуропроводность жидкости, соответственно. Параметры обсуждаемых жидкостей приведены в таблице.

Свойства жидкостей

Параметр	МЖ 12%	Раствор сульфата натрия 16%
ρ , кг·м ⁻³	1.4·10 ³	–
β_c	3.0	0.85
β_t , К ⁻¹	1.0·10 ⁻³	2.1·10 ⁻⁴
η , Па·с	5.9·10 ⁻³	–
ν , м ² ·с ⁻¹	4.2·10 ⁻⁶	1.24·10 ⁻⁶
χ , м ² ·с ⁻¹	1.1·10 ⁻⁷	1.46·10 ⁻⁷
D , м ² ·с ⁻¹	5·10 ⁻¹²	6.0·10 ⁻¹⁰
$g\beta_t\nu^{-1}\chi^{-1}$, К ⁻¹ ·м ⁻³	2.4·10 ¹⁰	1.16·10 ¹⁰
$g\beta_c\nu^{-1}D^{-1}$, м ⁻³	1.4·10 ¹⁸	1.14·10 ¹⁶
S_T , К ⁻¹	0.2	0.0089
$l_t = (S_TA)^{-1}$, см при $A=A_0$	-3.2 * -0.6 **	-30 ***
$\varepsilon = S_T\beta_c/\beta_t$	6·10 ²	3.6
$S = \nu/D$	1·10 ⁶	2.1·10 ³
$P = \nu/\chi$	42	8.5

* вертикальные каналы $2d = 0.32$ см, $h = 5.0$ см;
** плоский горизонтальный слой $h = 0.30$ см;
*** ячейка Хеле-Шоу $2d = 0.15$ см, $h = 3.2$ см.

Диффузионные и термодиффузионные свойства раствора сульфата натрия получены в [9] и вместе с прочими параметрами взяты из [4], исправлен только ошибочный коэффициент β_c . Параметры магнитной жидкости измерены при участии автора, коэффициент диффузии МЖ определялся по формуле Эйнштейна для частиц радиусом 6 нм, с защитной оболочкой 2 нм, что в сумме дает $r = 8$ нм и коэффициент диффузии $D = 5 \cdot 10^{-12}$ м²/с. Коэффициент $C_0 S_T = 0.2$ К⁻¹ для магнитной жидкости измерен в [10] и подтвержден для наших образцов МЖ в [5]. Частицы движутся в направлении противоположном градиенту A со скоростью $v_t = -S_T D A$. В нашем случае это движение вверх. Гравитационной седиментацией для простоты анализа пока пренебрегаем, так как оценки показывают, что при градиентах, близких к A_0 , скорость седиментации частиц МЖ в каналах меньше скорости термофореза в разы, а в плоском слое – в десятки раз. Итоговый профиль концентрации [8] выглядит так:

$$C = C_0 \frac{S_T A h}{1 - \exp(-S_T A h)} \exp(-S_T A z). \quad (1)$$

Формула (1) пригодна также для жидкой бинарной смеси. В условиях подогрева снизу ($A < 0$) частицы или тяжелая компонента бинарной смеси перемещаются вверх, и там их концентрация становится выше.

В однокомпонентной жидкости механическое равновесие теряет устойчивость монотонным образом при критическом градиенте температур A_0 , соответствующем критическому числу Рэлея Ra_0 .

В жидкой бинарной смеси или в коллоиде с положительной термодиффузией устойчивость механического равновесия также нарушается монотонными возмущениями, но при критическом градиенте A_1 , меньшем A_0 , $|A_1| \ll |A_0|$. В этом случае стационарное распределение (1) можно считать линейным $C = C_0(1 - S_T A_1 z)$ с градиентом $C_0 S_T A_1$ и кривую монотонной неустойчивости равновесия $Ra_1 + Ra_c = Ra_0$ [1] можно переписать так:

$$\frac{\beta_t}{\chi} A_1 + \frac{\beta_c}{D} C_0 S_T A_1 = \frac{\beta_t}{\chi} A_0.$$

Откуда, учитывая, что $\beta_t/\chi \ll C_0 S_T \beta_c/D$, получаем отношение критических градиентов для неустойчивости равновесия

$$\frac{A_1}{A_0} = \frac{\beta_t D}{C_0 S_T \beta_c \chi}. \quad (2)$$

Для МЖ это отношение $\sim 7 \cdot 10^{-7}$, а для раствора сульфата натрия $\sim 7 \cdot 10^{-4}$. Величина градиента A_1 настолько мала, что критический перепад температур ΔT_1 для МЖ в каналах (размеры показаны в таблице) составляет $\sim 5 \cdot 10^{-6}$ К, а для водного раствора сульфата натрия в ячейке Хеле-Шоу $\sim 7 \cdot 10^{-3}$ К, т.е. создать и заметить такие разности температур невозможно. Для плоского слоя формула (2) также дает ничтожно малые критические перепады температур и критические числа Рэлея Ra_1 . Например, для МЖ получаем $\Delta T_1 \sim 2 \cdot 10^{-6}$ К, $Ra_1 \sim 10^{-3}$. Скорость дрейфа частиц при ничтожных градиентах уменьшается на многие порядки, а время установления профиля (1) соответственно растет до неприемлемо больших величин.

Область $|A| < |A_0|$ будем называть условно подкритической, а состояние жидкости практически неотличимым от механического равновесия. Действительно, стационарное конвективное течение в интервале градиентов от A_1 до A_0 устанавливается в результате конкуренции вертикального термодиффузионного потока и конвективного переноса частиц или тяжелой примеси. Скорости того и другого должны быть сопоставимы, поэтому скорость конвективного течения можно оценить величиной $\sim S_T D A_0$ и в каналах для МЖ получаем $\sim 2 \cdot 10^{-7}$ мм/с, а для раствора сульфата натрия $\sim 5 \cdot 10^{-7}$ мм/с.

При $Ra > Ra_0$ развитая конвекция МЖ имеет скорость в каналах порядка нескольких миллиметров в секунду [5], что на много порядков больше слабой стационарной конвекции при $Ra < Ra_0$.

Другой вид течений в подкритической области – конвективные всплески, обладает сравнимой с развитой конвекцией интенсивностью, но реализуется в виде коротких по времени импульсов.

3. Конвективные всплески

Профиль (1) соответствует неустойчивой стратификации плотности значительно более сильной, чем температурная часть этой стратификации. МЖ в обсуждаемых каналах характеризуется термодиффузионной длиной, возможно, впервые примененной в [8], $l_t = (S_T A_0)^{-1} = -3.2$ см. При этом концентрация сверху и внизу отличается в пять раз.

Соответствующее концентрационное число Рэлея, определяемое по градиенту концентрации на середине высоты из (1):

$$Ra_c = \frac{g\beta_c \nabla C d^4}{\nu D} \sim 9 \cdot 10^7$$

на 6 порядков превышает критическое значение теплового числа Рэлея $Ra_0 = 24.3$, здесь β_c – концентрационный коэффициент плотности.

В плоском горизонтальном слое МЖ высотой $h = 0.3$ см [7] при расчетной критической разности 2.7 К термодиффузионная длина $l_t = -0.56$ см, $Ra_c \sim 2 \cdot 10^9$ и при $Ra_0 = 1708$ [1] отношение Ra_c/Ra_0 также получается $\sim 10^6$.

Даже у водного раствора сульфата натрия [4] установившийся термодиффузионный профиль (1) дает в ячейке Хеле-Шоу с $d = 0.75$ мм значение числа $Ra_c = 3.5 \cdot 10^2$, что в 250 раз больше $Ra_0 = 1.4$ [11]. Критическое число Рэлея отличается от классического значения $Ra_0 = 8.1$ [12], так как использовалась ячейка с границами разной теплопроводности: одна грань – плексиглас, другая – алюминий.

Приведенные оценки показывают, что экспериментатор при $A \sim A_0$ никогда не получит стационарного распределения (1), так как гораздо раньше произойдет «обрушение» неустойчивой стратификации плотности. Для этого достаточно дождаться такого Ra_c , которое в сумме с тепловым числом Ra превысят критическое значение $Ra_0 = 1708$ для плоского слоя, $Ra_0 = 1.4$ для ячейки Хеле-Шоу или $Ra_0 = 24.3$ – для вертикальных каналов.

Для числа Рэлея ($Ra < Ra_0$), при котором наступает неустойчивость условно механического равновесия, теперь можно записать уравнение

$$Ra + Ra_c(t) = Ra_0. \quad (3)$$

Это нейтральная кривая монотонной конвективной устойчивости равновесия, но число Рэлея Ra_c увеличивается со временем по мере роста концентрационных неоднородностей.

Поскольку распределение концентрации $C(t, z)$ в переходном процессе нелинейно, а число Рэлея требует постоянного градиента C , то введем понятие эффективного градиента концентрации. Концентрация в верхней половине слоя высотой $h/2$ меняется так $C = C_0(1 + 2v_t t h^{-1})$, что за время t происходит прирост $\Delta C = 2C_0 v_t t h^{-1}$ за счет дрейфа частиц вверх. Эта добавка будет сосредоточена в слое толщиной $v_t t$ в самом верху канала. В

нижней половине канала в таком же слое $v_t t$ концентрация уменьшится на эту же величину ΔC . Конвекция определяется неоднородностями плотности, поэтому чтобы оценить эффективный концентрационный градиент B , запишем линейную зависимость концентрации с высотой $C = C_0(1 + Bz)$ и определим среднюю неоднородность по высоте слоя для такого мысленного распределения

$$\delta C_1 = \left\langle \frac{C - C_0}{C_0} \right\rangle = \frac{1}{h} \int_0^h Bz dz = \frac{Bh}{2}.$$

Для реального распределения с учетом локализации неоднородностей также вычислим среднюю неоднородность

$$\delta C_2 = \left\langle \frac{C - C_0}{C_0} \right\rangle = \frac{1}{h} \int_0^h C dz = \frac{2\Delta C v_t t}{C_0 h} = \frac{4(v_t t)^2}{h^2}.$$

Приравнивая неоднородности $\delta C_1 = \delta C_2$, получим зависимость эффективного градиента B от высоты полости, диффузионных и термодиффузионных параметров среды. Эффективный градиент концентрации B растет квадратично со временем t

$$B = \frac{8S_T^2 D^2 A^2}{h^3} t^2. \quad (4)$$

Формула (4) пригодна и для жидкой бинарной смеси с положительной термодиффузией, так как ее можно получить, рассматривая не дрейф отдельных коллоидных частиц в неоднородном температурном поле, а поток тяжелой жидкой примеси $\mathbf{j} = -S_T DAC$ с концентрацией C . Тогда прирост концентрации на единицу площади в верхней половине слоя и убыль в нижней половине таковы $\Delta C = j \cdot t / (h/2) = 2C_0 \cdot S_T DA \cdot h^{-1} \cdot t$.

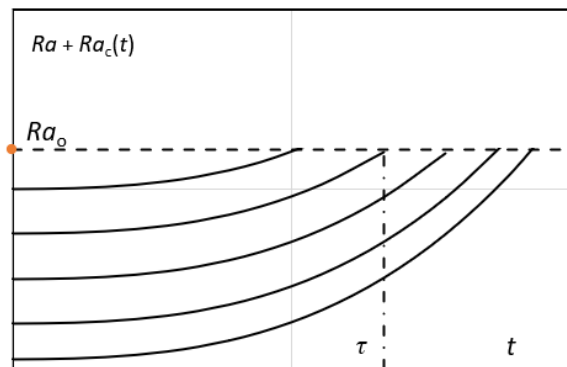


Рис.1 Рост концентрационного числа Рэлея приводит к потере устойчивости при превышении критического значения $Ra + Ra_c > Ra_0$

Эти неоднородности возникают на фоне изначально однородной концентрации $C = C_0$ и локализованы сверху в слое толщиной $S_T DA \cdot t$ и внизу в слое такой же толщины, поэтому средняя неоднородность концентрации равна $\delta C_2 = 4(S_T DA)^2 t^2 h^{-2}$. Как и в случае с коллоидом, из равенства $\delta C_1 = \delta C_2$

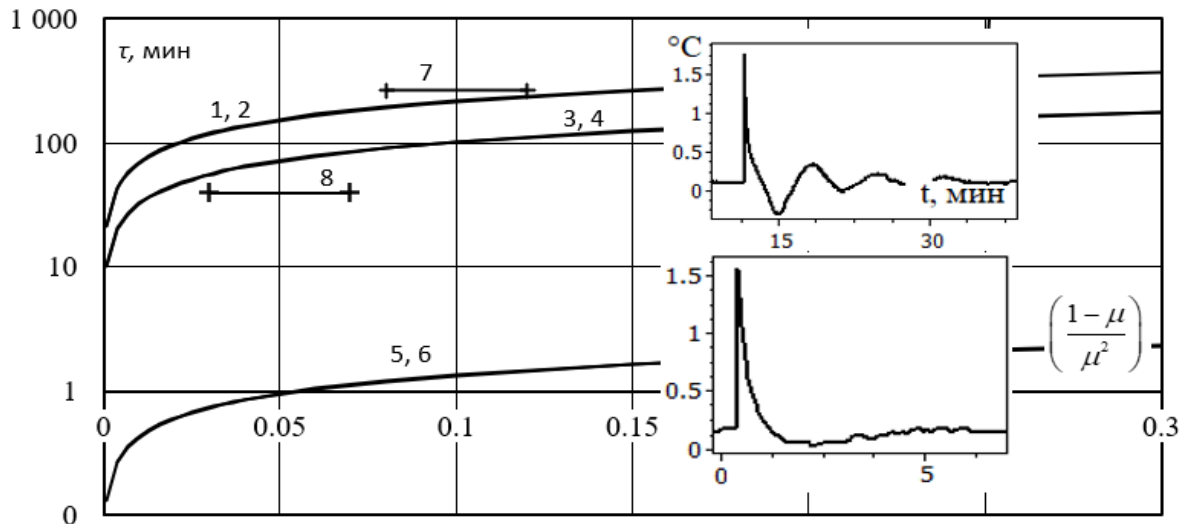


Рис.2. Период подкритических всплесков при разных значениях числа Рэлея μ : 1 – МЖ в связанных каналах ($3.2 \times 3.2 \text{ мм}^2$); 2 – водный раствор сульфата натрия в каналах; 3 – МЖ в вертикальной ячейке Хеле-Шоу (1.5 мм); 4 – раствор сульфата натрия в ячейке; 5 – МЖ в горизонтальном плоском слое (3 мм); 6 – раствор сульфата натрия в слое; 7 – экспериментальный период всплесков в каналах в 12% МЖ ($\Delta T = 7 \text{ К}$, $\mu = 0.9$); 8 – экспериментальный период в ячейке Хеле-Шоу в растворе сульфата натрия; фрагменты – форма всплесков в каналах

получается формула (4), т.е. она годится и для бинарных смесей на временах $t \ll \tau_m$. Для плоского слоя высотой h число Рэлея, которое можно выразить через эффективный концентрационный градиент, растет со временем:

$$Ra_c = \frac{g\beta_c B h^4}{\nu D}$$

Аналогично для каналов сечением $2d \times 2d$ или для ячейки толщиной $2d$ можно использовать эту же формулу, заменив высоту слоя h на полутолщину каналов или ячейки d .

Рисунок 1 иллюстрирует механизм неустойчивости. Концентрационное число Рэлея растет, и при $t > \tau Ra + Ra_c$ превысит Ra_o , и конвекция начнется.

Введем относительное тепловое число Рэлея $\mu = Ra/Ra_o = \Delta T/\Delta T_o$ и выразим температурный градиент A через тепловое Ra . Теперь можно из (3) с учетом (4) получить формулу для времени потери устойчивости – «обрушения» неустойчивой стратификации плотности в каналах или ячейке:

$$\tau^2 = \frac{gh^3\beta_i^2 d^4}{8S_\tau^2 D\nu\chi^2\beta_c Ra_o} \cdot \frac{1-\mu}{\mu^2} \quad (5)$$

Для плоского слоя формула периода всплесков незначительно модифицируется:

$$\tau^2 = \frac{gh^7\beta_i^2}{8S_\tau^2 D\nu\chi^2\beta_c Ra_o} \cdot \frac{1-\mu}{\mu^2} \quad (6)$$

С началом конвекции жидкость начинает двигаться в одном канале вверх, в другом – вниз. Накопленная сверху тяжелая неоднородность в моменте оказывается внизу, а легкая всплывает вверх, т.е. происходит инверсия эффективного градиента B (меняется направление), и условия для конвекции вновь становятся подкритическими. Процесс генерации неустойчивой стратификации плотности за счет термофореза начинается вновь.

Альтернативный вариант выражения для времени наступления неустойчивости можно записать через критическую разность температур ΔT_o . В таком виде формула годится для всех трех рассматриваемых полостей: каналов, ячейки и слоя:

$$\tau^2 = \tau_o^2 \cdot \frac{1-\mu}{\mu^2}, \quad \tau_o^2 = \frac{\beta_i h^4}{8S_\tau^2 D\nu\chi^2\beta_c \Delta T_o} \quad (7)$$

Формула (5) или ее полный аналог (7) дает возможность сравнения расчетного периода подкритических всплесков с экспериментальными периодами, наблюдавшимися в опытах с МЖ в связанных вертикальных каналах [8] и в экспериментах с бинарной смесью в ячейке Хеле-Шоу [4]. На рис.2 приведены графики зависимости периода всплесков τ от параметра $(1-\mu)/\mu^2$ для трех видов полостей и двух видов жидкостей.

Каналы в эксперименте [8] имели квадратное сечение и их размеры показаны в таблице. Критический перепад температуры в опытах составил $\Delta T_o = 7.7 \text{ К}$. Период конвективных всплесков $\tau = (2.7 \pm 0.1) \cdot 10^2 \text{ мин}$ получен при $\Delta T = 7.0 \text{ К}$ ($\mu = \Delta T/\Delta T_o = 0.9$). Измеренный период нанесен на

график, из которого видно, что экспериментальное значение τ достаточно близко к найденному по формуле (5) или (7). На этом же рисунке фрагменты показывают форму подкритических всплесков. Можно отметить чрезвычайно быстрый старт (секунды) начала интенсивной конвекции, связанный с инверсией градиента B , и более медленную релаксацию возмущения (минуты).

На рис. 2 показаны также измерения периода подкритических всплесков в ячейке Хеле-Шоу (размеры в таблице) с водным раствором сульфата натрия [4]. Критический перепад температур $\Delta T_0 = 10.5$ К. Период подкритических всплесков $\tau = 4 \cdot 10^1$ мин при $\Delta T = 10$ К ($\mu = 0.95$). Здесь результаты опыта хуже совпадают с формулой, но этот опыт единственный, и потому желательны провести новые подробные измерения.

Отметим, что периоды подкритических всплесков в вертикальных каналах для магнитной жидкости и для раствора сульфата натрия оказались очень близки (у МЖ τ на 5% больше), несмотря на огромную разницу в величине отдельных материальных параметров, показанных в таблице. Это говорит о единой природе термодиффузионных процессов в коллоидах и в жидких бинарных смесях, и о пригодности метода для исследования устойчивости обеих жидкостей.

Для плоского слоя график функции (6) построен при $h = 3$ мм в соответствии с экспериментом [7]. Используются свойства МЖ из таблицы. Критическая расчетная разность температур для возникновения конвекции в этом случае равна 2.7 К. Период подкритических всплесков (единицы минут), предсказываемых формулой (6), на два порядка меньше, чем в каналах высотой 50 мм.

Отметим, что для обсуждаемой МЖ в плоском слое термодиффузионная длина $l_t = -0.56$ см (при $A = A_0$), а седиментационная длина $l_s = 12$ см, означая при этом, что седиментация в 20 раз слабее термофореза, и ее учет в пользу термодиффузии при изучении конвекции МЖ в горизонтальном плоском слое был бы вполне обоснован.

Поскольку плоский слой имеет большую протяженность по горизонтали, то конвективное течение не может начинаться во всех местах одновременно и следует ожидать сложной пространственной структуры возникшего возмущения. Логично предположить, что наблюдаемые в [7] слабые движения и структуры в плоском горизонтальном слое МЖ в условно подкритической области при $Ra < 1708$ определяются обсуждаемой здесь положительной термодиффузией частиц и связанной с ней, периодически воспроизводящейся, конвективной неустойчивостью жидкости. В слое высотой $h = 3$ мм неустойчивая стратификация МЖ достигается за минуты (6). Условно подкритические движения, судя по приведенным числам Нуссельта в обсуждаемой публикации, имеют слабую интенсивность и поэтому не сильно искажают вертикальный линей-

ный профиль температуры. Этот профиль непрерывно генерирует концентрационные термодиффузионные неоднородности и воспроизводит конвекцию описанным выше способом.

Дополнительно отметим, что околокритическая конвекция (а теперь, как выясняется, и подкритическая конвекция) является генератором весьма живучих неоднородностей. Будучи сгенерированными, эти неоднородности если и рассасываются диффузионным образом, то только за очень большое время τ_m , сравнимое со временем установления распределения (1).

На рис. 3 сделана попытка разделить факторы, влияющие на период подкритических всплесков. По вертикальной оси отложена величина τ^2 умноженная на Ra_0 и нормированная на геометрические размеры полостей. В результате все зависимости, показанные на рис. 2 для трех типов полостей и двух видов жидкостей, слились практически в одну линию. Точнее говоря, магнитные жидкости в каналах, плоском слое и в ячейке Хеле-Шоу группируются около одной линии, а раствор сульфата натрия в ячейке и каналах образуют другую линию с меньшим на 5% наклоном. Это означает, в частности, что значения материальных параметров жидкостей, показанные в таблице, в достаточной мере достоверны.

Фактически по оси ординат рис. 2 отложена величина, содержащая только материальные параметры жидкости: диффузионные и термодиффузионные свойства, а также свойства, определяющие конвекцию:

$$\frac{g \beta_i^2}{8S_T^2 Dv \chi^2 \beta_c} \cdot \frac{1 - \mu}{\mu^2}.$$

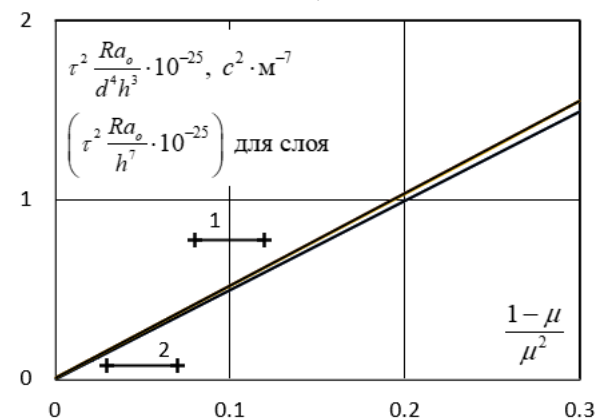


Рис. 3. Объединение кривых рис. 2 перегруппировкой параметров: 1 – экспериментальные всплески с МЖ в каналах [8]; 2 – всплески раствора сульфата натрия в ячейке Хеле-Шоу [4]

Заключение

Проанализирована конвективная устойчивость жидкостей обладающих положительной термодиффузией коллоидных частиц (магнитная жидкость), либо тяжелой компоненты в жидкой бинарной

смеси (водный раствор сульфата натрия). Устойчивость жидкостей изучалась применительно к конвекции в условиях подогрева снизу в полостях трех форм: плоский горизонтальный слой, ячейка Хеле-Шоу и вертикальные связанные каналы. Особенность подхода состоит в том, что проблему длительного выхода на установившийся термодиффузионный профиль концентрации удалось «обойти», проведя исследование «на лету», т.е. в процессе перехода системы от однородной концентрации в направлении стационарного профиля концентрации. Это позволило объяснить наблюдавшиеся ранее экспериментальные факты: 1) в магнитной жидкости в каналах ниже критического числа Рэлея наблюдались периодические (~ 4 ч) конвективные всплески; 2) в водном растворе сульфата натрия в ячейке Хеле-Шоу в подкритической области отмечались похожие конвективные всплески с периодом ~ 0.5 ч. Получена формула периода всплесков. Значение периода зависит от высоты полости, толщины ячейки или каналов, а также тепловых, диффузионных и термодиффузионных свойств жидкости. Теоретическое значение периода получилось близким наблюдаемому в эксперименте.

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

Список литературы

1. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 с.
2. 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. DOI: 10.7868/S0044451015020157
3. Демин В. А. Влияние переменных силовых полей на нелинейные конвективные режимы: дис. на соиск. учён. степ. д.ф.-м.н. Пермь: ПГУ, 2009. 291 с.
4. 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.
5. 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
6. Божко А. А., Краузина М. Т., Кудашкина В. С., Путин Г. Ф. Об особенностях конвективной устойчивости стратифицированной ферро-наножидкости // Вестник Пермского университета. Физика. 2015. № 1 (29). С. 27–34.
7. Kolchanov N. V., Arefyev I. M. Thermal convection in a layer of magnetic colloid based on a single component fluid // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2017. V. 111. P. 1112–1120. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.04.099
8. 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
9. 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.
10. 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. DOI: 10.1063/1.4848656.
11. Глухов А. Ф. О возникновении конвекции в узких полостях с границами разной теплопроводности // Вестник Пермского университета. Физика. 2013. № 3(25). С. 5–11.
12. Любимов Д. В., Путин Г. Ф., Чернатинский В. Н. Конвекция в ячейке Хеле-Шоу при подогреве снизу // Гидродинамика. 1977. Вып. 10. С. 3–14.

References

1. Gershuni G. Z., Zhukhovitskii E. M. *Convective stability of incompressible fluids*. Jerusalem, Israel: Keter Publishing House, 1976. 330 p.
2. 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. DOI: 10.1134/S1063776115010161
3. Demin V. A. *Vliianie peremennykh silovykh polei na nelineinye konvektivnye rezhimy* [The action of variable force fields on non-linear convective regimes]. Dr. phys. and math. sci. thesis. Perm, Perm State University, 2009. 291 p. (In Russian).
4. Glukhov A. F., Demin V. A. *Teplovaia konveksiia binarnykh smesei v vertikal'nykh sloiakh i kanalakh pri podogreve snizu* [Thermal convection of binary mixtures in vertical layers and channels when heated from below]. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2009, no. 1 (27), pp. 16–25. (In Russian).
5. 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 (In Russian).
6. Bozhko A. A., Krauzina M. T., Kudashkina V. S., Putin G. F. On features of convective stability of stratified ferro-nanofluid. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2015, no. 1 (29), pp. 27–34. (In Russian)

7. Kolchanov N. V., Arefyev I. M. Thermal convection in a layer of magnetic colloid based on a single-component fluid. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2017, vol. 111, pp. 1112–1120. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.04.099
8. 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 (In Russian)
9. 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.
10. 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.
11. Glukhov A. F. On convection excitation in thin cavities with the boundaries of different thermal conductivity. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2013, no. 3(25), pp. 5–11 (In Russian).
12. Lyubimov D. V., Putin G. F., Chernatynskij V. N. Konveksiia v iacheike Khele–Shou pri podogreve snizu [Convection in the Hele-Shaw cell when heated from below]. *Hydrodynamics*, 1977, no. 10, pp. 3–14 (In Russian).

Просьба ссылаться на эту статью в русскоязычных источниках следующим образом:

Глухов А. Ф. О конвективной устойчивости равновесия коллоидов и жидких бинарных смесей при положительной термодиффузии // Вестник Пермского университета. Физика. 2023. № 1. С. 39–46. doi: 10.17072/1994-3598-2023-1-39-46

Please cite this article in English as:

Glukhov A. F. On convective stability of the equilibrium of colloids and liquid binary solutions with positive thermal diffusion. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2023, no. 1, pp. 39–46. doi: 10.17072/1994-3598-2023-1-39-46

Сведения об авторе

Александр Федорович Глухов, к.ф.-м.н., доцент, Пермский государственный национальный исследовательский университет, ул. Букирева, 15, Пермь, 614990

Author information

Alexander F. Glukhov, Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor, Perm State University; 15, Bukireva st., Perm, 614990, Russia.