

УДК 532.51.013.4:536.24:541

© 2007 г. А.А. БОЖКО, П.В. БУЛЫЧЕВ, Г.Ф. ПУТИН, Т. ТЫНЬЯЛА

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ ХАОС В КОНВЕКЦИИ КОЛЛОИДОВ

Экспериментально и численно исследована гравитационная конвекция в плоском горизонтальном слое коллоида, подогреваемого снизу. Для измерения температур и тепловых потоков использовались термодпары. Визуализация течений осуществлена при помощи термочувствительной жидкокристаллической пленки. Построены Фурье- и вейвлет-спектры температурных сигналов. Численные расчеты проведены на основе модели двухфазной смеси твердых частиц в жидкости-носителе. Обнаружено, что конвективные движения в коллоидах отвечают от механического равновесия жестко и с гистерезисом. В изученном интервале до 4 надкритичностей пространственно-временные структуры имеют нерегулярный волновой характер, объясняемый конкуренцией перепадов плотности теплового и барометрического происхождения.

Ключевые слова: конвекция, коллоид, седиментация, колебания, структуры.

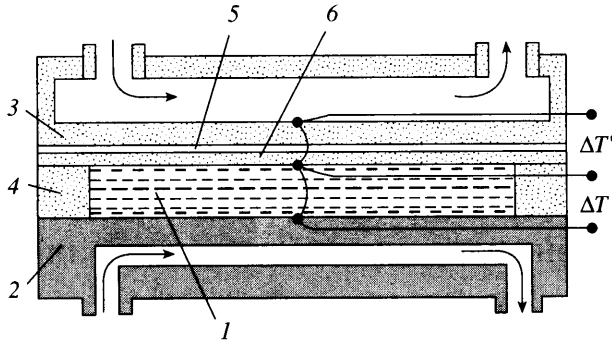
При изучении гравитационной конвекции в подогреваемом снизу горизонтальном слое в ряде жидкостных и газовых систем вблизи порога неустойчивости механического равновесия зафиксировано нерегулярное пространственно-временное поведение (например, [1]). В публикациях последних лет подобные режимы принято называть пространственно-временным хаосом вблизи порога конвекции. В отличие от развитых режимов турбулентности в пространственных структурах таких нерегулярных конвективных движений сохраняется характерное волновое число.

Экспериментально колебательные припороговые режимы конвекции наблюдались ранее в жидком гелии [2], ртути [3], бинарных жидких и газовых смесях [4–6], жидких кристаллах [7], во фториде серы в окрестности термодинамической критической точки [8]. В данной работе указана еще одна среда, в которой имеют место волновые конвективные течения. Это магнитная жидкость [9], представляющая собой коллоидную дисперсию магнитных частиц в жидкости-носителе.

Колебательный характер конвекции в коллоидах связан с конкуренцией градиентов плотности теплового и концентрационного происхождения. Градиент концентрации твердой фазы может возникать как вследствие термодиффузии [9–11], так и за счет гравитационной седиментации магнитных частиц и их агрегатов [12, 13]. В экспериментах [14–17] обнаружено, что в относительно высоких полостях или при малых градиентах температуры на первый план выступают перепады концентрации, связанные с барометрическим осаждением частиц.

1. Экспериментальная установка. Методика измерений. Эксперименты выполнены с коллоидной дисперсией магнетита в керосине, стабилизированной олеиновой кислотой. Средний размер частиц магнетита составлял 10^{-6} см, концентрация твердой фазы $\phi = 0.1$. Плотность коллоида $\rho = 1.25$ г/см³, коэффициенты динамической вязкости $\eta = 0.6$ Пз, кинематической вязкости $\nu = 6.4 \cdot 10^{-2}$ см²/с, теплопроводности $\lambda = 2.2 \cdot 10^4$ эрг/с · см · °С, температуропроводности $\chi = 5 \cdot 10^{-4}$ см²/с, теплового расширения $\beta_T = 0.86 \cdot 10^{-3}$ 1/°С, диффузии $D = 1.9 \cdot 10^{-7}$ см²/с; число Прандля $Pr = 1 \cdot 10^2$. По данным [9], при такой концентрации эта среда ньютоновская.

Свойства магнитных коллоидов зависят от способа приготовления, распределения частиц твердой фазы по размерам, взаимодействия этих частиц, наличия несвязанных



Фиг. 1. Вертикальное диаметральное сечение конвективной камеры: 1 – магнитная жидкость, 2, 3 – металлический и прозрачный теплообменники, 4 – кольцевая рамка, 5 – термочувствительная пленка, 6 – защитная пластинка

молекул олеиновой кислоты, состава несущей среды (керосина) и ряда других факторов [9]. В связи с этим измерения проводились в основном с жидкостью из одной партии. Часть параметров, существенных для конвекции, находилась во вспомогательных опытах. Наконец, различные теплофизические, реологические и другие свойства оценивались по справочным данным и зависимостям, содержащимся в обзорных монографиях и оригинальных работах.

Для обсуждаемой задачи важно, что в магнитной жидкости образуются агрегаты, составленные из разного числа – от нескольких до тысячи – магнитных частиц [12, 18]. Количество и размеры таких агрегатов, а вместе с ними градиент плотности седиментационного происхождения [12] и вращательная вязкость [9] в сильной мере определяют предысторию опыта и методики измерений.

Обсуждаемые различия свойств магнитных коллоидов, как правило, не влияли на основные закономерности термоконвекции, сказываясь лишь на некоторых ее количественных характеристиках. Вместе с тем, при представлении результатов в критериальной форме эти затруднения оказываются принципиальными и позволяют указывать только ориентировочные величины чисел Грасгофа $Gr = \beta_T \Delta T g h^3 / \nu^2$ и Прандтля $Pr = \nu / \chi$, а также характерного гидродинамического времени $t_v = h^2 / \nu$; здесь h – высота слоя жидкости, ΔT – разность температур между его горизонтальными границами, g – ускорение свободного падения. Ввиду этого в дальнейшем при описании экспериментальных результатов будут использоваться размерные величины – перепад температур ΔT и время t . Эти же причины затрудняют строгое сопоставление экспериментальных результатов с расчетами, где рассматривается коллоид, содержащий шаровые частицы одного размера.

На выбор конструкции конвективной камеры и методики измерений существенно повлияло то обстоятельство, что применявшаяся в опытах магнитная жидкость на основе магнетита в слоях толщиной более десятых долей миллиметра непрозрачна. Это не позволяет использовать методы визуализирующих меток и частиц, а также лазерный доплеровский измеритель для прямого определения полей скорости и картин конвективных течений. По этой же причине не могут быть применены оптические методы, регистрирующие поля показателя преломления и связанные с ними поля температуры и концентрации в прозрачных жидкостях. В итоге общепринятые способы исследования конвекции сужаются до измерения температурных полей и тепловых потоков.

На основании перечисленных факторов была выбрана конструкция конвективной камеры, изображенная в среднем поперечном сечении на фиг. 1. Полость 1 высотой

3.50 ± 0.03 мм и диаметром 75 мм ограничивалась с одной из широких сторон медной пластиной теплообменника 2 толщиной 10 мм и диаметром 98 мм. В пластине имелись каналы для термостатирующей жидкости. Сверху к полости 1 примыкал прозрачный теплообменник 3, составленный из двух параллельных пластин из органического стекла толщиной 2 мм, отделенных промежутком высотой 10 мм, который служил каналом для термостатирующей жидкости. С боковых сторон полость окружалась кольцевой рамкой 4 из органического стекла, толщина которой задавала высоту слоя. По каналам теплообменников прокачивалась вода от струйных ультратермостатов, поддерживавших температуру с точностью 0.05 К. При этом в рабочей полости в отсутствие конвекции устанавливался однородный поперечный градиент температуры.

Для суждения о структуре конвективных движений использовалась термочувствительная жидкокристаллическая пленка 5 толщиной 0.1 мм, меняющая окраску от коричневой через зеленую до синей при повышении температуры в интервале 24–27°C. С помощью тонкого прозрачного слоя эпоксидной смолы пленка приклеивалась к стеклянному теплообменнику со стороны, обращенной к коллоиду. Выполненная на полимерной основе и являющаяся композиционным материалом жидкокристаллическая пленка обладает существенной анизотропией механических свойств и сильно деформируется при изменениях температуры. Чтобы пленка не коробилась и не отслаивалась от теплообменника, что приводит к нарушению ее изотермичности и однородности окраски, а также для исключения химического воздействия магнитной жидкости на пленку, после ряда проб поверх термочувствительной прослойки 5 пришлось наклеить пластинку из органического стекла 6 толщиной 1 мм (фиг. 1). Поскольку обусловленные конвекцией искажения температурного поля демпфировались в предохранительном слое оргстекла за счет теплообмена, добавление этой пластинки снижало чувствительность по температуре и порог пространственного разрешения обсуждаемого датчика. Тем не менее с его помощью надежно регистрировались изменения температуры поверхности жидкости в десятые доли градуса.

Расположенная параллельно изотермическим плоскостям теплообменников термочувствительная поверхность в отсутствие конвекции – поверхность постоянной температуры и обладает одинаковой окраской. При конвективных движениях в виде рэлеевских ячеек и валиков с осями, параллельными плоскости слоя, элементы жидкости, имеющие поперечную к изотермам компоненту скорости, деформируют чисто теплопроводное распределение температуры. За счет конвективного переноса тепла те области, в которых жидкость перемещается от нагретого теплообменника к охлажденному, приобретают более высокую температуру. Напротив, в областях, куда жидкость поступает от холодной границы, температура понижается. Многочисленные эксперименты и расчеты [1, 19] показывают, что при медленном изменении во времени структура таких течений однозначно связана с деформациями температурных полей. Более того, при относительно медленных движениях связь между поперечной компонентой скорости и конвективными искажениями температуры приблизительно линейная. Это позволяет, регистрируя изменение цвета жидкокристаллического термоиндикатора по сравнению с бесконвективным состоянием, делать заключения о форме и интенсивности движений, имеющих поперечную составляющую. Следует подчеркнуть, однако, что в плоских слоях температурные методы регистрации конвекции непригодны для случаев, когда траектории жидких частиц не пересекают равновесных изотерм, т.е. лежат в плоскостях, параллельных поверхности теплообменников. К движениям такого типа относятся, например, длинноволновая мода рэлеевской неустойчивости в горизонтальном слое и плоскопараллельное подъемно-опускное течение в наклонном и вертикальном слоях.

Локальный поперечный теплоперенос через слой жидкости находился по методике Шмидта–Милвертона [20] путем сравнения разности температур ΔT между границами слоя жидкости с падением температуры $\Delta T'$ на прослойке из органического стекла (фиг. 1). Перепады температур измерялись дифференциальными медь-константановы-

ми термopарамн с днaметром проводов 0.1 мм. В стационарных и медленно меняющихся условиях, когда распределение температуры в прослойке линейно по вертикали, число Нуссельта Nu , равное отношению полного теплопотока, включающего конвективную и молекулярную составляющие, к чисто молекулярному теплопереносу, вычислялось из выражения $Nu = k\Delta T' / \Delta T$. Здесь k – эмпирическая постоянная, имеющая смысл отношения эффективных теплопроводностей жидкости и органического стекла и вычисляемая в отсутствие конвекции из равенства $k\Delta T' = \Delta T$.

2. Модель двухфазной смеси. Используемая в численном эксперименте смешанная модель [21, 22] – промежуточный вариант между однофазным приближением и полной системой уравнений, описывающей течение многофазной среды. В этой модели коллоид трактуется как двухфазная смесь, состоящая из частиц и жидкости-носителя с объемными фракциями ϕ и $(1 - \phi)$ соответственно. Уравнения неразрывности, движения и притока тепла для смеси в безразмерном виде запишутся следующим образом:

$$\frac{\partial \rho_m^*}{\partial t^*} + \nabla(\rho_m^* \mathbf{u}_m^*) = 0 \quad (2.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t^*}(\rho_m^* \mathbf{u}_m^*) + \nabla(\rho_m^* \mathbf{u}_m^* \mathbf{u}_m^*) &= -\nabla p^* - Gr\theta \mathbf{e}_g + \\ + \nabla^2 \mathbf{u}_m^* - \nabla[\phi \rho_p^* \mathbf{u}_{mp}^* + (1 - \phi) \rho_c^* \mathbf{u}_{mc}^*] & \end{aligned} \quad (2.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t^*}(\rho_m^* c_{v,m}^* \theta) + \nabla\{[\phi \rho_p^* \mathbf{u}_p^* c_{p,p}^* + (1 - \phi) \rho_c^* \mathbf{u}_c^* c_{p,c}^*] \theta\} &= \\ = \frac{1}{Pr} \nabla(\lambda_m^* \nabla \theta) & \end{aligned} \quad (2.3)$$

Здесь индекс “*” относится к безразмерным величинам, нижние индексы m , p и c записываются для смеси, твердых частиц и несущей жидкости соответственно; в (2.2) \mathbf{u}_{mp}^* и \mathbf{u}_{mc}^* – векторы скорости диффузии частиц и несущей фазы; \mathbf{e}_g – единичный вектор, направленный вдоль ускорения свободного падения; в (2.3) $c_{v,m}$ и $c_{p,p}$, $c_{p,c}$ – удельные теплотемкости при постоянных объеме и давлении.

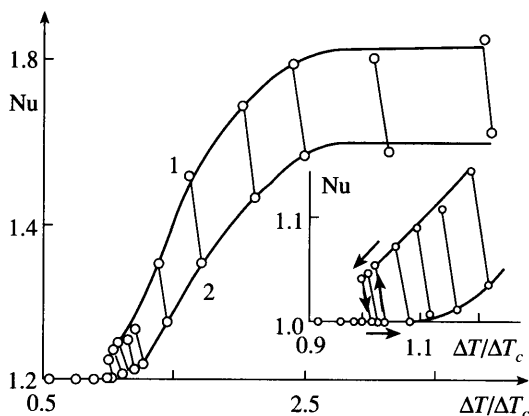
Скорость сдвига частиц относительно несущей жидкости $u_s = u_p - u_c$ оценивалась балансом сил сопротивления и тяжести

$$\mathbf{u}_s^* = \frac{d_p^2 (\rho_p - \rho_c) h}{18 \pi \eta_c \nu_m} \mathbf{g} \quad (2.4)$$

Кроме того, добавлялось уравнение сохранения массы твердого компонента

$$\frac{\partial}{\partial t^*}(\phi \rho_p^*) + \nabla \left\{ \rho_p^* \phi \left[u_m + \frac{(1 - \phi) \rho_c}{\rho_m} u_s^* \right] \right\} = 0 \quad (2.5)$$

Тепловые граничные условия подразумевают фиксированные температуры на верхней и нижней горизонтальных поверхностях слоя. Боковая граница цилиндра – теплоизолированная. Кинематические и динамические условия на стенках соответствуют условиям прилипания. Для частиц границы предполагаются непроницаемыми. Начальное состояние – отсутствие движения и линейный теплопроводный профиль температу-



Фиг. 2. Теплоперенос в коллоиде: 1 – наибольшие и 2 – наименьшие числа Nu, достигавшиеся при конвективных колебаниях

ры (2.6); концентрация задавалась либо однородной, либо равновесным линейным профилем, соответствующим оценкам [13, 16] (2.7)

$$\theta(z^*) = 1 - z^* \quad (2.6)$$

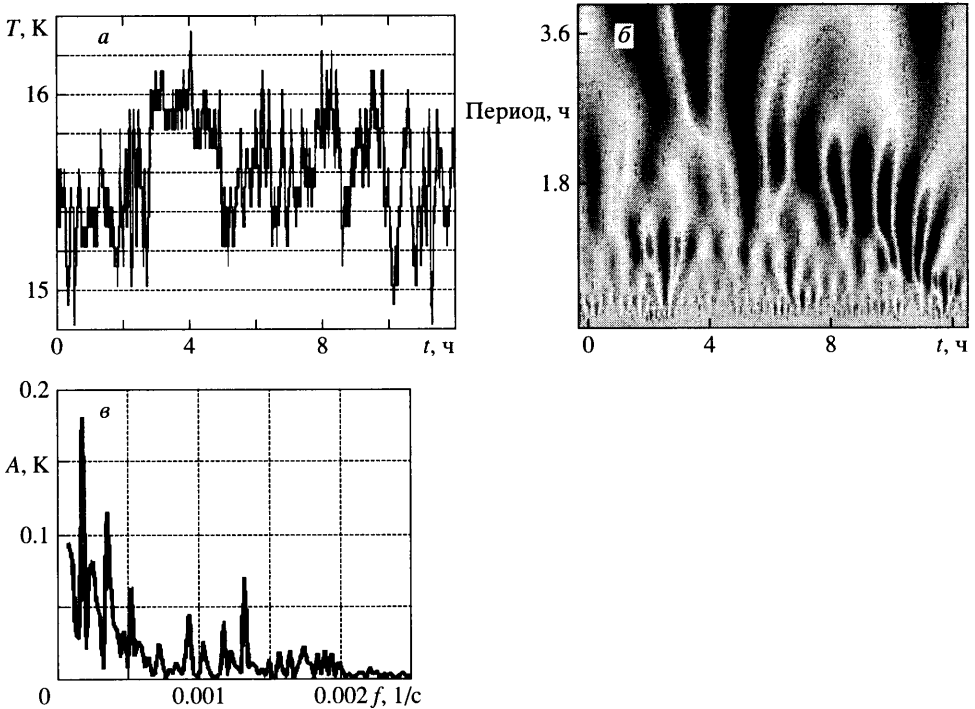
$$\varphi(z^*) = \varphi_0 - 0.105z^*, \quad z^* = z/h \quad (2.7)$$

Численные расчеты проведены с использованием программы Fluent [23]; члены с магнитным полем задавались с помощью функций пользователя для дискретизации уравнений (2.1)–(2.5) применен метод контрольного объема для разнесенной сетки с направленными разностями второго порядка точности по пространству. Для оценки давления на гранях использовался смещенный контрольный объем вокруг каждой грани, согласно схеме PRESTO [23, 24]. Решение сеточных уравнений осуществлено проекционным методом с коррекцией давления SIMPLE [24]. Подробное описание метода и тесты приведены в [13]. Расчеты проводились с количеством контрольных объемов $2.1 \cdot 10^5$.

3. Результаты. В однокомпонентной жидкости при потере устойчивости неподвижного состояния мягко возбуждается стационарный конвективный режим [1, 19]. В отличие от этого, в описываемых опытах с коллоидами конвекция возникает жестко и с гистерезисом. Разность температур, необходимая для возбуждения течения при постепенном увеличении ΔT , менялась в широких пределах в зависимости от предыстории эксперимента. Напротив, возвращение от конвекции к неподвижному состоянию при понижении разности температур совершалось при значении $\Delta T_c = 5.1$ К, воспроизводимшемся в разных опытах; указанная величина будет использоваться в качестве единицы измерения при дальнейшем представлении результатов.

Во всем изученном интервале $1 \leq \Delta T/\Delta T_c \leq 4$ движения были нестационарными. На зависимости числа Нуссельта Nu от относительного перепада температуры $\Delta T/\Delta T_c$, на фиг. 2 наклонные отрезки указывают интервалы, пробегавшие при заданных температурах термостатов. Рядом, на увеличенном фрагменте, стрелками показана петля гистерезиса для предварительно перемешанной жидкости; глубина гистерезиса в этом случае составляла около 5%. В неперемешанном коллоиде глубина гистерезиса могла достигать $3\Delta T_c$.

Типичные колебания температуры в центре верхней границы слоя коллоида показаны на фиг. 3, а; интервал между измерениями составлял 5 с. Термограммы, полученные в других режимах, также содержат высокочастотное заполнение сигнала и его низкоча-



Фиг. 3. Температурные колебания (а), их вейвлет- и Фурье-спектры (б, в) при $\Delta T = 2.1\Delta T_C$

стотную модуляцию. Для построения амплитудно-частотных спектров нерегулярных во времени температурных сигналов применены вейвлет-анализ и Фурье-преобразование. Для исследования записей продолжительностью несколько десятков часов проведено осреднение по 10 точкам. При характерных временах конвективных колебаний от минут до десятков минут используемое осреднение не приводило к потере информации, а, напротив, уменьшало случайные шумы.

Вейвлет-анализ позволяет восстановить эволюцию спектрального состава сигнала во времени. Для анализа применялся вейвлет Гаусса, более удобный для определения структуры и поведения температурных полей [25]. В вейвлет-спектре, представленном на фиг. 3, б, наряду с длительными часовыми периодами содержатся также быстрые – продолжительностью от нескольких до 40 мин – составляющие.

Фурье-преобразование выполнено по 1024 точкам. На фиг. 3, в показана зависимость амплитуды A температурного сигнала от его частоты f . Представленный спектр близок к сплошному. В то же время на нем можно выделить несколько максимумов. Нижние гармоники спектра отвечают периодам в несколько (до 6) часов, а более высокие – периодам от 10 мин до 1 ч. Сопоставление фиг. 3, б и в показывает, что в сравнении с вейвлет-анализом Фурье-разложение дает меньшую информацию – в нем теряются сведения о том, в какие промежутки времени та или иная гармоника присутствовала в сигнале, и появляются усложняющие интерпретацию кратные гармоники.

Опыты показали, что характерная черта конвекция коллоидов – поперечно-валиковая неустойчивость рэлеевских валов [1], состоящая в их спонтанном разрушении на ячейки и обрывки валиков различных размеров и последующем объединении в новые валики (фиг. 4–6). При этом распад и восстановление валиков поочередно охватывают



Фиг. 4. Эволюция конвективной структуры при $\Delta T/\Delta T_C \sim 4$; время между кадрами (а–в) – 20 мин; вид сверху; разность температур между темной и светлой областями около 3 К

разные участки кюветы. Подобное поведение в англоязычных публикациях называется “zipper (застежка–“молния”) state” [26]. На черно-белых фотографиях светлые участки соответствуют более высокой, а темные – более низкой температуре. Каждая протяженная светлая полоса, обрамленная темными промежутками, соответствует паре конвективных валиков, обладающих противоположными закрутками. Оси валиков проходят приблизительно под границами раздела темных и светлых полос. Короткие светлые пятна порождены конвективными ячейками.

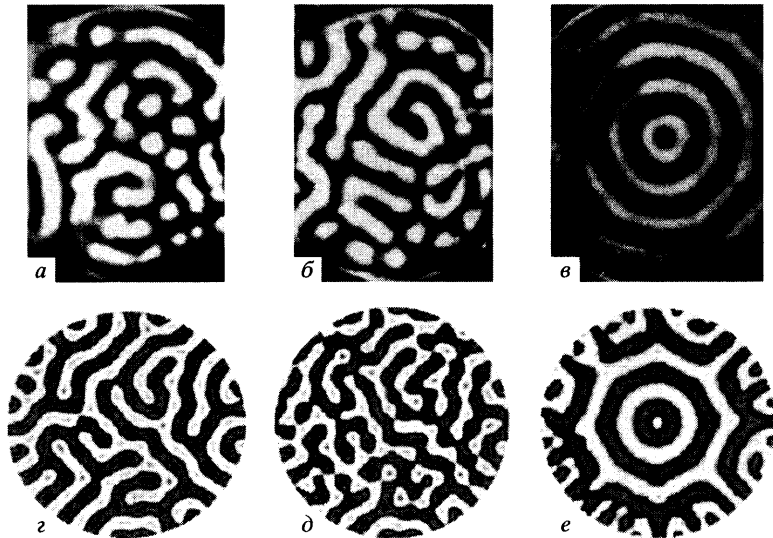
В большинстве реализаций перестроения конвективных структур вследствие попеременно-валиковой неустойчивости совершались на упорядоченных системах конвективных валов (фиг. 4). Так, подковообразные валы, представленные на фиг. 4, а, распадаются частично на конвективные ячейки (фиг. 4, б), а затем образуется новая система валов (фиг. 4, в), ориентированная под углом 60° к первоначальной.

С другой стороны, в некоторых реализациях в интервале $1.3 \leq \Delta T/\Delta T_C \leq 2.2$ в магнитной жидкости происходило квазипериодическое образование фрагментов в виде неупорядоченно расположенных спиральных и концентрических валов (“мишеней” [1]). На фиг. 5, а видны спиральный виток в нижней половине фотографии и “собранные” в виде мишени ячейки в верхней части снимка. В дальнейшем первоначальный спиральный дефект разрушается, но появляется новый спиральный виток противоположной закрутки в верхней части фиг. 5, б. Отметим, что ранее режимы с хаотическими спиральными дефектами наблюдались лишь в экспериментах [5, 6] и расчетах [27], относящихся к средам с низкими числами Прандтля.

Для демонстрации того, что колебательное поведение конвективной системы обусловлено свойствами самого коллоида, а не особенностями подогрева или конструкции конвективной камеры, на фиг. 5, в показано течение в трансформаторном масле, имеющем число Прандтля $Pr = 3 \cdot 10^2$, близкое по порядку величины к таковому для магнитной жидкости. В трансформаторном масле концентрические конвективные валы оставались неизменными в течение десятков часов, что позволяет говорить о стационарности такого движения.

Картины, построенные при численном моделировании, показаны во второй строке фиг. 5. Для случая, когда задается начальный градиент концентрации твердой фазы, получены нестационарные спиральные валы (фиг. 5, з), которые в течение 15 мин – времени, характерного для развития попеременно-валиковой неустойчивости в опытах – деформируются и начинают распадаться на ячейки (фиг. 5, д). Расчеты для однокомпонентной жидкости дают в центральной области слоя стационарную мишенеобразную структуру (фиг. 5, е), подобную экспериментальной (фиг. 5, в).

В некоторых из опытов, в которых перепад ΔT скачком увеличивался от подкритического значения к надкритическому, возникали одно- и двухзаходные спирали, заполняю-



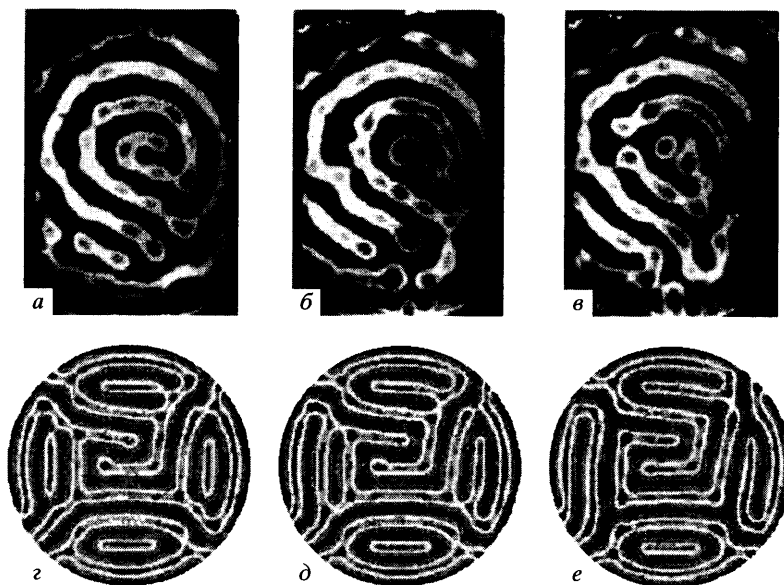
Фиг. 5. Конвективные структуры: *a, б* – магнитный коллоид, $\Delta T/\Delta T_C \sim 1.5$, время между кадрами 40 мин; *в* – трансформаторное масло, $\Delta T/\Delta T_C = 2$; *z–e* – результаты численного моделирования, $\Delta T/\Delta T_C = 2$: *z, д* – двухфазная среда, время между фрагментами 15 мин; *e* – однофазная жидкость

щие всю полость. Такие крупномасштабные спиральные структуры были нестабильными (время их жизни составляло около одного часа) и со временем распадались на нестационарные валы и ячейки. Начальная эволюция однозаходной спирали показана на фиг. 6. Конвективные валы, образующие спираль левой закрутки (фиг. 6, *a*), вследствие поперечно-валиковой неустойчивости распадаются в головной части спирали на ячейки (фиг. 6, *б*), которые в дальнейшем сливаются в спираль правой закрутки (фиг. 6, *в*). Подобные неустойчивые спирали наблюдались также в опытах с газами при возмущающем обогреве боковых границ [5] и при скачкообразном, как и в данной работе, повышении управляющего перепада температур [6].

При численном моделировании также получены неустойчивые спиральные структуры; один из примеров представлен на фиг. 6, *z–e*. Здесь спираль левой закрутки в центральной части кюветы (фиг. 6, *z*) объединяется с подковообразным валиком в верхней части снимка фиг. 6, *д*, образуя S-образный виток, начинающийся у верхней границы и заканчивающийся в центре фиг. 6, *e*.

Заключение. Экспериментально и численно исследованы гравитационно-конвективная устойчивость механического равновесия и надкритические режимы конвекции в подогреваемом снизу плоском горизонтальном слое коллоидного раствора.

В отличие от “обычных” однокомпонентных жидкостей, где конвективные течения ответвляются от неподвижного состояния “мягким” образом, в коллоиде конвекция возбуждается “жестко” и с гистерезисом. Конвективные движения в слое коллоида носят нерегулярный волновой характер. Протяженные рэлеевские валы под действием поперечно-валиковой неустойчивости разрушаются на ячейки и вновь объединяются в упорядоченные системы изогнутых валов, либо собираются в спиральные и кольцевые домены. Фурье- и вейвлет-спектры колебаний содержат минутные периоды, соответствующие относительно быстрым перестроениям близко расположенных ячеек и валков, и многочасовые составляющие, отвечающие медленному перемещению всей системы валов. При ступенчатом включении подогрева в некоторых опытах конвективные



Фиг. 6. Спиральная структура, $\Delta T/\Delta T_C \sim 4$, время после включения подогрева: а–в – 3, 18, 23 мин, эксперимент; з–е – 10, 12, 14 мин, численное моделирование

валы образовывали одно- и двухзаходные спирали, охватывающие всю полость. Подобная эволюция конвективных движений получена в численных расчетах.

Описанные эффекты обусловлены конкурирующим действием двух механизмов образования градиентов плотности: термическим расширением жидкости-носителя и барометрическим осаждением коллоидных частиц твердой фазы.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№ 04-01-00586), CRDF (№ PE-009-0) и Финской академии наук (грант №110852).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гетлинг А.В. Конвекция Рэлея-Бенара. Структуры и динамика. М.: Эдиториал УРСС, 1999. 247 с.
2. Ahlers G., Behringer R.P. Evolution of turbulence from the Rayleigh-Benard instability // Phys. Rev. Lett. 1978. V. 40. № 11. P. 712–716.
3. Fauve S., Laroche C. et al. Spatial instabilities and temporal chaos // Cellular Structures in Instabilities. Berlin: Springer, 1984. P. 278–284.
4. Kolonder P., Passner A., Surco C.M., Walden R.W. Onset of oscillatory convection in a binary fluid mixture // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. № 24. P. 2621–2624.
5. Morris S.W., Bodenschatz E., Cannell D.S., Ahlers G. The spatio-temporal structure of spiral-defect chaos // Physica D. 1996. V. 97. № 1–3. P. 164–179.
6. Bajaj K., Cannell D.S., Ahlers G. Competition between spiral-defect chaos and rolls in Rayleigh-Benard convection // Phys. Rev. E. 1997. V. 55. № 5. P. 4869–4872.
7. Dennin M., Ahlers G., Cannell D.S. Chaotic localized states near the onset of electroconvection // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. № 12. P. 2475–2478.
8. Assenheimer M., Steinberg V. Rayleigh-Benard convection near the gas-liquid critical point // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 70. № 25. P. 3888–3891.
9. Блум Э.Я., Майоров М.М., Цеберс А.О. Магнитные жидкости. Рига: Зинатне, 1989. 386 с.
10. Blums E., Mezulis A., Maiorov M., Kronkalns G. Thermal diffusion of magnetic nanoparticles in ferrocolloids: Experiments on particle separation in vertical columns // J. Magn. and Magnetic Materials. 1997. V. 169. № 1, 2. P. 220–228.

11. *Lenglet J., Bourdon A., Vacri J.C., Demouchy G.* Thermodiffusion in magnetic colloids evidenced and studied by forced Rayleigh scattering experiments // *Phys. Rev. E.* 2002. V. 65. № 3. Pt 1. P. 031408–1–14.
12. *Глухов А.Ф., Путин Г.Ф.* Установление равновесного барометрического распределения частиц в магнитной жидкости. Гидродинамика. Пермь: Перм. ун-т, 1999. Вып. 12. С. 78–89.
13. *Tynjala T.* Theoretical and Numerical Study of Thermomagnetic Convection in Magnetic Fluids. Thesis PhD: Lappeenranta, Finland, 2005.
14. *Путин Г.Ф.* Экспериментальное исследование влияния барометрического распределения на течение ферромагнитных коллоидов // *Материалы 11-го Рижского совещания по магнитной гидродинамике.* Рига. 1984. Т. 3. С. 15–18.
15. *Божко А.А., Путин Г.Ф.* Экспериментальное исследование термомагнитной конвекции в однородном внешнем поле // *Изв. АН СССР. Сер. физ.* 1991. Т. 55. № 6. С. 1149–1155.
16. *Глухов А.Ф.* Экспериментальное исследование тепловой конвекции в смесях в условиях гравитационного расслоения. Дис. на соиск. уч. ст. канд.ф.-м.н.: Пермь, 1995. 155 с.
17. *Bozhko A.A., Putin G.F.* Heat transfer and flow patterns in ferrofluid convection // *Magnetohydrodynamics.* 2003. V. 39. P. 147–169.
18. *Vuzmakov V.M., Pshenichnikov A.F.* On the structure of microaggregates in magnetite colloids // *J. Colloid and Interface Science.* 1996. V. 182. № 1. P. 63–70.
19. *Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М.* Конвективная неустойчивость // *Итоги науки и техники. Сер. Механика жидкости и газа.* Т. 11. М.: ВИНТИ, 1978. С. 66–154.
20. *Schmidt R.J., Milverton S.W.* On the instability of a fluid when heated from below // *Proc. Roy. Soc.* 1935. London. Ser. A. V. 152. P. 586–594.
21. *Zuber N., Findlay J.A.* Average volumetric concentration in two-phase flow systems // *J. Heat Trans.* 1965. V. 87. P. 453–468.
22. *Manninen M., Taivassalo V., Kallio S.* On the mixture model for multiphase flow // *VTI Publ.* 288. Espoo. Helsinki: Techn. Res. Centre Finland, 1996. 67 p.
23. *Fluent 6.2 Users Guide.* Fluent Inc.: Lebanon, 2005.
24. *Patankar S.V.* Numerical Heat Transfer and Fluid Flow. Washington: Hemisphere Publishing Co., 1980. 197 p.
25. *Vecsey L.* Chaos in thermal convection and the wavelet analysis of geophysical fields. Thesis PhD. Charles University: Prague, Czech Republic, 2002.
26. *Bestehorn M., Friedrich R., Haken H.* Pattern formation in convective instabilities // *Intern. J. Modern Phys. B.* 1990. V. 4. № 3. P. 365–400.
27. *Decker W., Pesch W., Weber A.* Spiral Defect chaos in Rayleigh-Benard convection // *Phys. Rev. Lett.* 1994. V. 73. № 5. P. 648–651.

Пермь

Поступила в редакцию
7.III.2006