

УДК 532.517.4:536.25
PACS 44.25.+f, 47.55.P-, 47.20.Vp

Динамика конвективной системы с плавающим протяженным теплоизолятором

Е. Н. Попова, А. Ю. Васильев, А. Н. Сухановский*, П. Г. Фрик

Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь

* san@icmm.ru

Экспериментально изучено конвективное течение, возникающее в заполненной водой подогреваемой снизу и охлаждаемой сверху прямоугольной ячейке длиной L , шириной W и глубиной H , в которой на фиксированной высоте h свободно плавает теплоизолирующий диск, диаметр которого чуть меньше ширины полости. Такая система демонстрирует целый спектр режимов, включающий периодические перемещения диска вдоль полости, хаотические движения разного типа и снос диска на край полости без дальнейших перемещений. Характер возникающих в полости конвективных течений зависит, помимо основных для конвективных систем управляющих параметров чисел Рэлея, Прандтля и отношения размеров полости (L/H), от геометрических параметров связанных с плавающим диском: относительной высоты его положения (h/H) и отношения его размера к длине полости (D/L). Эксперименты выполнены для фиксированных $W=100$ мм, $H=40$ мм, $D=98$ мм и $h=4$ мм, но различных длин 170 мм $< L < 500$ мм. Показано, что периодические режимы возникают только в ограниченном диапазоне отношения размеров тела к размеру полости. При увеличении длины полости возникает хаотический режим движения с остановками диска, а при максимальной рассмотренной длине полости диск сносится в крайнее положение, выйти из которого не может. Методами цифровой трассерной визуализации поля скорости восстановлена структура конвективного течения на разных фазах возникающих периодических режимов.

Ключевые слова: турбулентная конвекция; плавающий теплоизолятор; эксперимент

Поступила в редакцию 18.06.2022; после рецензии 18.08.2022; принята к опубликованию 23.08.2022

Dynamics of a convective system with a floating extended thermal insulator

E. N. Popova, A. Yu. Vasiliev, A. N. Sukhanovskii*, P. G. Frick

Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS, Perm, Russia

* san@icmm.ru

The paper presents an experimental study of a convective flow in a rectangular cell of length L , width W and depth H , filled with water, heated from the bottom and cooled from the top, with a heat-insulating disk floating at a fixed height h (the disk diameter is slightly smaller than the cavity width). Such a system exhibits a range of modes, including periodic movements of the float along the cavity, chaotic motions of various types, and drift of the disk to the edge of the cavity without further movements. In addition to the Rayleigh, Prandtl numbers and the cavity dimension ratio (L/H), usual for convective systems, the structure of convective flows in the cavity depends on geometric parameters associated with the floating disk: the relative height of the body position (h/H) and the body size to the cavity length ratio (D/L). Experiments were performed for fixed $W=100$ mm, $H=40$ mm, $D=98$ mm, and $h=4$ mm, but different lengths 170 mm $< L < 500$ mm. It is shown that periodic motions occur only in a limited range of the body size to the cavity size ratio. As the length of the cavity increases, a chaotic mode of intermittent motion of the disc occurs; at the

maximum cavity length considered, the disk is shifted to the extreme position and remains there. The structure of the convective flow at different phases of periodic motions has been reconstructed by PIV (particle image velocimetry) technique.

Keywords: turbulent convection; floating insulator; experiment

Received 18 June 2022; revised 18 August 2022; accepted 23 August 2022

doi: 10.17072/1994-3598-2022-3-38-47

1. Введение

Термогравитационная конвекция является основным источником движения в самых различных геофизических системах, таких как атмосфера, океан, мантия, и обеспечивает эффективный перенос тепла и различных примесей [1]. Особенностью конвективных течений является то, что их динамика и структура существенно зависят от геометрических параметров, граничных и начальных условий [2–6].

На поведение конвективной системы может оказывать влияние и наличие в объеме жидкости локализованных тел, которые блокируют потоки импульса и тепла. Большой интерес представляет как влияние тел на конвективную циркуляцию, так и влияние конвективных течений на движение тел. Первые исследования такого рода были мотивированы изучением механизмов смещения тектонических плит. В качестве основного механизма движения тектонических плит до настоящего времени рассматривается тепловая конвекция в мантии [7]. В качестве простой идеализированной модели движения тектонической плиты можно рассматривать теплоизолирующую пластину, которая свободно плавает на поверхности слоя, подогреваемого снизу и охлаждаемого сверху. Первое экспериментальное исследование в такой постановке было реализовано в [8], где было показано, что движение пластины является колебательным. Влияние на динамику движения пластины ее размера исследовано в [9–11], где было показано, что наличие или отсутствие осцилляций определяются размером пластины. Была предложена простая одномерная феноменологическая модель, описывающая динамику пластины [11]. Наряду с экспериментами были проведены численные исследования в приближении бесконечно большого числа Прандтля [12–14]. В этих работах было показано наличие как регулярных, так и хаотических режимов, что качественно согласуется с экспериментами, в которых в качестве рабочей жидкости использовалась вода. Это подтверждает, что сложная динамика свободно плавающего тела является характерной особенностью таких систем для широкого диапазона значений числа Прандтля.

В исследованиях [8–14] свободно плавающая, теплоизолирующая пластинка располагалась на открытой поверхности жидкости. Более общим случаем является расположение теплоизолирующего тела в объеме жидкости. Надо также отметить, что

при проведении экспериментов со свободной поверхностью есть ряд факторов, которые достаточно сложно учесть. Это касается контроля граничных условий на поверхности для температуры (потока тепла) и влияния термокапиллярных эффектов. В связи с этим большой интерес представляет система со свободно плавающим телом в объеме жидкости, в которой обе горизонтальные границы являются твердыми и изотермическими. Строгий контроль граничных условий упрощает анализ динамики свободно плавающего тела. Если теплоизолирующее тело расположено вблизи горизонтальной границы, то система качественно близка к случаю со свободной границей. Первые исследования в такой постановке описаны в работе [15], где было показано, что если расстояние от свободно плавающего тела до изотермической границы мало (намного меньше высоты слоя), то наблюдаются регулярные, периодические движения тела от одного края модели до другого. Такие регулярные режимы характерны и для тела, плавающего на свободной границе, если его размер не превышает половины длины слоя [9–11]. Увеличение расстояния между пластиной и изотермической границей приводит к существенным изменениям в динамике плавающего тела. Наблюдались переходные режимы, когда периодические колебания происходили нерегулярно, и хаотические режимы, в которых отсутствовали интервалы регулярных колебаний. Помимо изменения структуры течения теплоизолирующее тело в объеме жидкости может существенно влиять на теплообмен. В [16] было проведено численное исследование влияния неподвижной теплоизолирующей пластины на структуру течений и теплообмен. Показано, что интегральный тепловой поток практически не зависит от положения теплоизолирующей пластины, если высота расположения пластины значительно (в 10 и более раз) превышает толщину температурного пограничного слоя.

Сравнительный анализ результатов [9–16] показывает, что на структуру течений и динамику тела существенное влияние оказывают три геометрических параметра, а именно безразмерная высота, на которой плавает тело, отношение длины слоя к его высоте и отношение длины слоя к размеру тела. Для выявления общих закономерностей требуется систематическое исследование влияния всех этих параметров. В данной работе в постановке, максимально приближенной к [15], проведены первые исследования влияния аспектного отношения (длины слоя к его высоте) на динамику

движения свободно плавающего тела и структуру течений.

2. Экспериментальная модель и методика измерений

Экспериментальная модель представляет собой параллелепипед длиной L , шириной W и высотой H . Установка в разрезе представлена на рис.1. Важным отличием от установки [15] является возможность варьирования геометрических параметров в достаточно широком интервале - наибольшее значение длины L составляет 500 мм, а высоты H – 180 мм. В описываемых ниже экспериментах ширина и высота слоя были фиксированы ($W=100$ мм, $H=40$ мм), а длина варьировалась от 170 до 500 мм.

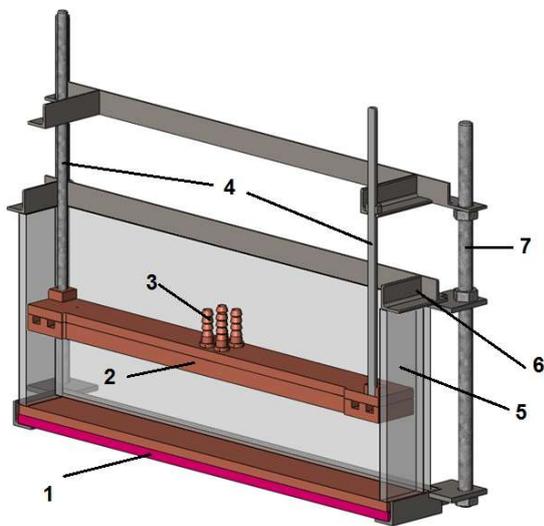


Рис. 1. Экспериментальная модель в разрезе: 1 – нижний теплообменник, 2 – верхний теплообменник, 3 – патрубки верхнего теплообменника, 4 – держатели верхнего теплообменника, 5 – стенки модели (оргстекло), 6 – рамочный каркас, 7 – шпильки

Вертикальные стенки модели изготовлены из оргстекла толщиной 10 мм. Горизонтальные границы образованы двумя теплообменниками. Верхний (холодный) теплообменник состоит из двух спаянных между собой медных пластин. В верхней пластине были реализованы два набора каналов таким образом, что вход и выход теплоносителя расположены рядом. В результате холодный теплоноситель и относительно нагретый идут параллельно, что обеспечивает однородные граничные условия по температуре. Для прокачки теплоносителя можно использовать один или два термостата в зависимости от необходимой мощности. Общая толщина верхнего теплообменника составляет 27 мм, что в сочетании с высокой теплопроводностью меди обеспечивает однородное распределение температуры на его поверхности. В средней части теплообменника организована тонкая щель для

свободного перемещения погруженного теплоизолирующего тела. Нижний (горячий) теплообменник образован массивной медной пластиной толщиной 10 мм, с нижней стороны которой закреплен набор плоских электрических нагревательных элементов с изоляционным силиконовым покрытием. Максимальная мощность нагревателя составляет 150 Вт. Использование электрического нагревателя позволяет контролировать поток тепла в режиме реального времени. Температура верхнего и нижнего теплообменников фиксировалась при помощи четырех откалиброванных медь-константановых термопар (рис. 2).

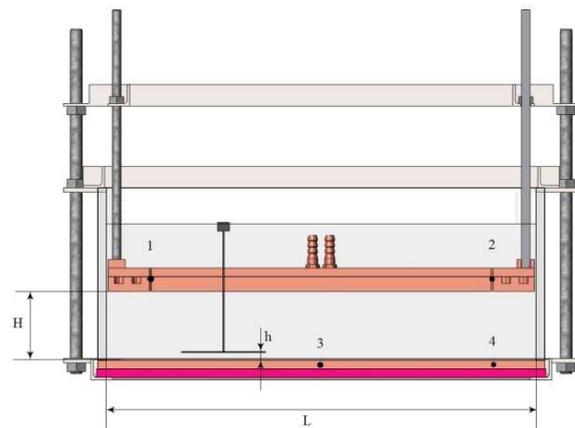


Рис. 2. Схема эксперимента по конвекции со свободно плавающим телом. Расположение термопар (1–4) показано точками

В нижнем теплообменнике одна термопара расположена на периферии (в 50 мм от края), а вторая – в центральной части. В верхнем теплообменнике две термопары расположены на различных краях медной пластины. Запись измерений температуры и мощности производилась при помощи измерительной платы NI с частотой 1 Гц. В качестве рабочей жидкости использовалась дистиллированная вода. Уровень воды превышал уровень верхнего теплообменника приблизительно на 20 мм. Свободно плавающее тело представляет собой диск из плексигласа толщиной 1 мм и диаметром $D = 98$ мм, чуть меньшим ширины слоя. Погружение тела на заданную глубину осуществлялось при помощи тонкого стержня, установленного в центре диска. Стержень проходит через щель в верхнем теплообменнике, при этом закрепленная на его конце шайба остается на свободной поверхности воды за счет действия поверхностного натяжения. В серии работ [8–11] с плавающим телом на свободной поверхности использовались пластины прямоугольной формы из гидрофобного материала, что позволяло избежать контакта со стенками модели. В случае погруженного тела избежать его поворотов нельзя, что неизбежно приводило бы к его торможению. Форма тела в виде диска позволяет минимизировать взаимодействие плавающего тела и стенок модели, что было

успешно показано в [15]. Регистрация движений свободно плавающего тела производилась при помощи CCD камеры Bobcat B2020. В качестве индикатора положения тела использовался тонкий стержень, служащий для фиксации его положения по высоте и проходящий через его центр. Для регистрации течений в слое использовалась система «Полис», при помощи которой методом PIV (Particle Image Velocimetry) [17] восстанавливались поля скорости.

3. Динамика движения свободно плавающего тела

Основными управляющими параметрами, которые определяют структуру и динамику течений в конвекции Рэлея-Бенара (изотермические граничные условия на верхней и нижней границах), являются числа Рэлея Ra, Прандтля Pr и аспектное отношение:

$$Ra = \frac{g\beta\Delta TH^3}{\nu\chi}, \quad Pr = \frac{\nu}{\chi}, \quad \Gamma_1 = \frac{L}{H}, \quad (3.1)$$

где ν – кинематическая вязкость, χ – теплопроводность, β – температурный коэффициент объемного расширения, g – ускорение свободного падения, ΔT – вертикальный перепад температур. Особенностью данного исследования является наличие в слое свободно плавающего теплоизолирующего тела. В этом случае появляются дополнительные геометрические параметры, определяющие динамику плавающего тела, а именно, аспектное отношение $\Gamma_2 = L/D$ (отношение длины модели к диаметру плавающего тела) и безразмерная высота плавания тела $d = h/H$. Для основной серии экспериментов положение плавающего тела относительно нижнего теплообменника было зафиксировано $h = 4$ мм ($d = 0.1$), а длина рабочего слоя жидкости варьировалась при помощи вертикальной перегородки. Тепловые условия на верхней и нижней границах были фиксированы. На верхней границе задавалась температура (17°C), а на нижней – тепловая мощность (76.8 Вт). В силу того, что на нижней границе фиксировался поток тепла, управляющим параметром являлось потоковое число Рэлея

$$Ra_f = \frac{g\beta H^4 q}{\nu\chi^2 \rho c_p}, \quad (3.2)$$

которое в ходе проведенных экспериментов было фиксированным: $Ra_f = 9.1 \cdot 10^7$, а значение числа Рэлея (3.1) зависело от структуры течений. После включения нагрева и охлаждения требовалось приблизительно 2 ч для достижения квазистационарного режима. Ранее в [16], на основе численного моделирования, было показано, что если размеры тела сравнимы с длиной слоя, то оно оказывает существенное влияние на структуру течения и

пространственное распределение потока тепла. Так как поток тепла на нижней границе задан, то изменение положения тела приводит к вариациям температуры на нижней границе. Ограниченный набор термопар не позволяет контролировать распределение температуры по всей длине теплообменников, поэтому оценка значений чисел Рэлея и Нуссельта (3.3), которое характеризует отношение полного потока тепла к теплопроводному, производилась на основе локальных измерений температуры при помощи термопар 2 и 4 (рис. 2):

$$Nu = \frac{fH}{\lambda\Delta T}, \quad (3.3)$$

где f – полный поток тепла, λ – коэффициент теплопроводности. Основные параметры экспериментов приведены в таблице (эксперимент 10 проведен без плавающего тела), из которой видно, что при фиксированных граничных условиях (температура на верхней границе и поток тепла на нижней) значения чисел Нуссельта и Рэлея варьируются. Есть несколько факторов, которые могут быть причиной заметных вариаций Nu и Ra. Во-первых, граничное условие второго рода для температуры на нижней границе допускает вариации температуры, обусловленные структурой течения. Во-вторых, наличие протяженного теплоизолятора вблизи нижней границы оказывает влияние на распределение температуры в нижнем теплообменнике. Третий фактор, который может заметно влиять на значения Nu и Ra, особенно для непериодических режимов движения теплоизолятора, это измерение перепада температур на основе двух термопар, расположенных ближе к боковой границе модели. Все описанные причины заслуживают внимания и будут более подробно изучены в дальнейшем.

Основные характеристики изученных режимов

№	Γ_1	Γ_2	Nu	Ra
1	4.25	1.7	15.8±0.3	(5.8±0.1)·10 ⁶
2	4.25	1.7	16.0±0.4	(5.7±0.1)·10 ⁶
3	4.25	1.7	16.9±0.2	(5.4±0.1)·10 ⁶
4	4.88	1.95	15.8±0.4	(5.8±0.2)·10 ⁶
5	5.25	2.1	16.2±0.6	(5.6±0.2)·10 ⁶
6	5.75	2.3	18.7±0.6	(4.9±0.1)·10 ⁶
7	6.25	2.5	19.0±0.7	(4.8±0.1)·10 ⁶
8	12.5	5	22.0±0.2	(4.2±0.1)·10 ⁶
9*	12.5	-	22.0±0.1	(4.2±0.1)·10 ⁶

Можно отметить, что толщина температурного пограничного слоя δ_T , рассчитанная через значение числа Нуссельта $\delta_T = H/2Nu$ варьировалась от 1.1 до 1.3 мм. Таким образом, высота, на которой располагалось плавающее тело, превышала δ_T в несколько раз.

В случае аспектного отношения $\Gamma_1=4.25$ (эксперимент 2, см. таблицу), близкого к работе [15], где Γ_1 было равно 4.5, наблюдаются периодические перемещения тела вдоль слоя (рис. 3,а).

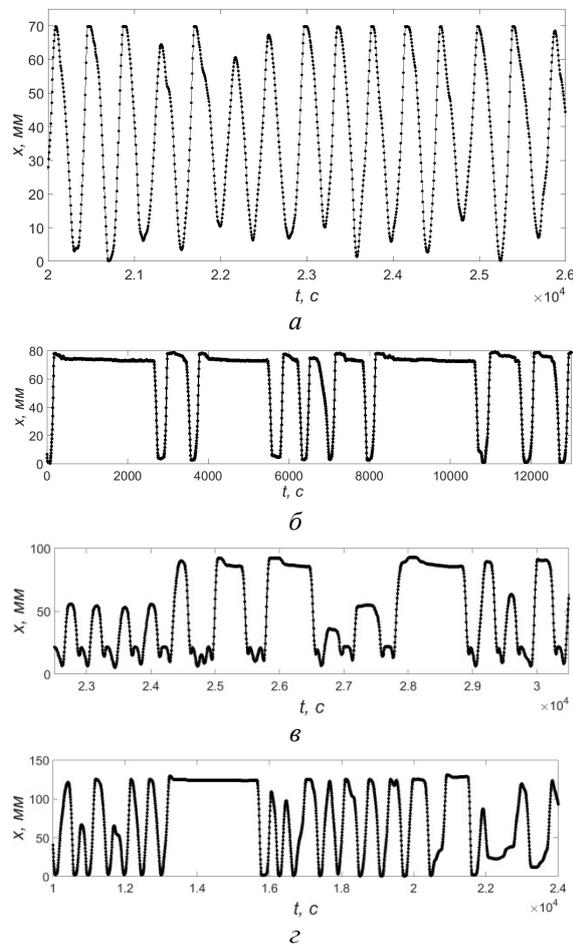


Рис. 3. Временная эволюция положения пластины вдоль слоя (фрагменты), для различных аспектных отношений Γ_1 : а – 4.25; б – 4.88; в – 5.25; г – 5.75; $x=0$ соответствует крайнему левому положению центра пластины (эксперименты 2,4-б, см. таблицу)

Так как движение тела обусловлено вязкими напряжениями на его поверхности, вызываемыми крупномасштабными вихрями, то очевидно, что периодические движения тела свидетельствуют о периодической перестройке структуры крупномасштабного течения. При увеличении длины слоя растет и аспектное отношение Γ_2 , а характер движения существенно изменяется (рис. 3, б–г). Интервалы с периодическим движением могут сменяться длительными остановками или более сложным неперiodическим движением. Также надо отметить, что характер движения пластины вблизи левой и правой стенок различается. Это может быть обусловлено тем, что изменение аспектного отношения производилось при помощи вертикальной плексигласовой перегородки, которая ограничивала слой слева. Граничные условия

на перегородке и боковой стенке модели не одинаковы, что и может приводить к определенным вариациям в поведении пластины.

На рис.4 приведены вейвлет-спектрограммы вариаций положения пластины на всем временном интервале, наглядно иллюстрирующие характер движения пластины. Периодический режим ($\Gamma_1 = 4.25$) достаточно устойчив, хотя и для него видны вариации периода колебаний (рис. 4, а). Увеличение аспектного отношения приводит к кардинальной смене динамики пластины, которая характеризуется комбинацией периодических и неперiodических движений, а также наличием интервалов времени, на протяжении которых пластина была неподвижна (рис. 4, б–г).

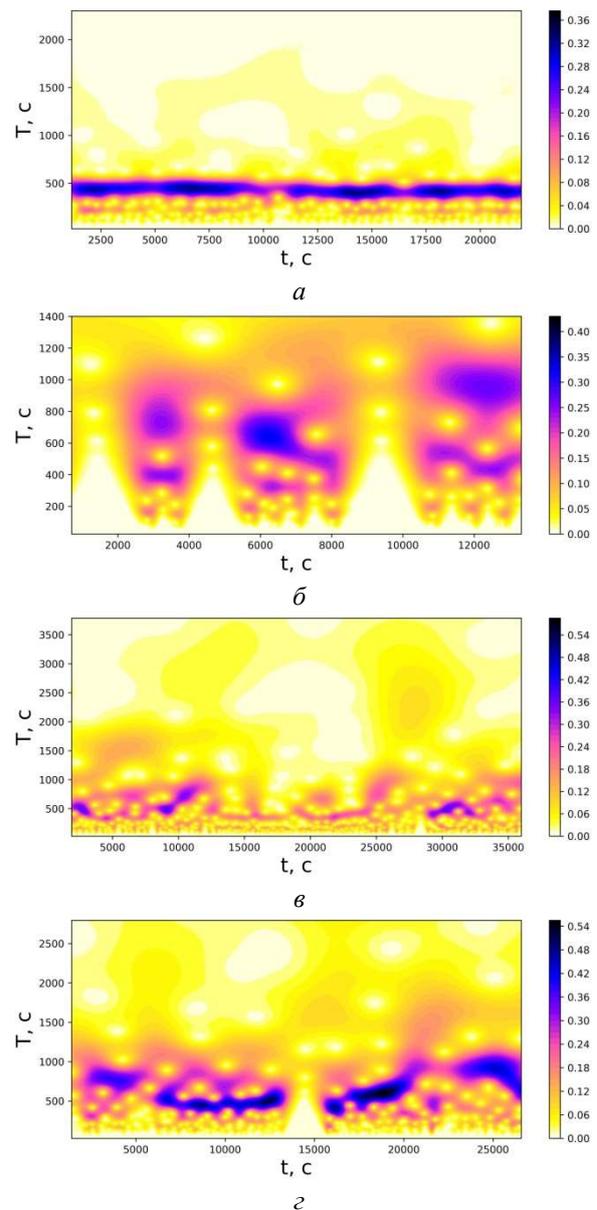


Рис. 4. Вейвлет-спектрограммы вариаций положения пластины для Γ_1 : а – 4.25; б – 4.88; в – 5.25; г – 5.75 (эксперименты 2,4-б, см. таблицу)

На рис. 5 представлены интегральные спектры, полученные на основе вейвлет-спектрограмм. Три независимые реализации для $\Gamma_1 = 4.25$ (рис. 5, а) показали, что периодический режим хорошо воспроизводится, хотя и не идентичен. Так, пики доминирующей частоты немного смещены относительно друг друга, причем смещение в область высоких частот характеризуется уменьшением числа Рэлея (см. таблицу). Это обусловлено тем, что более частая перестройка течений в результате движения теплоизолятора приводит к меньшей средней толщине температурного пограничного слоя. При фиксированном потоке тепла найдено, что чем тоньше пограничный слой, тем меньше перепад температур между жидкостью и нижним теплообменником ($q \approx \lambda \Delta T / 2\delta_T$, где λ – коэффициент теплопроводности), что и приводит к небольшим вариациям перепада температур и значений чисел Рэлея и Нуссельта.

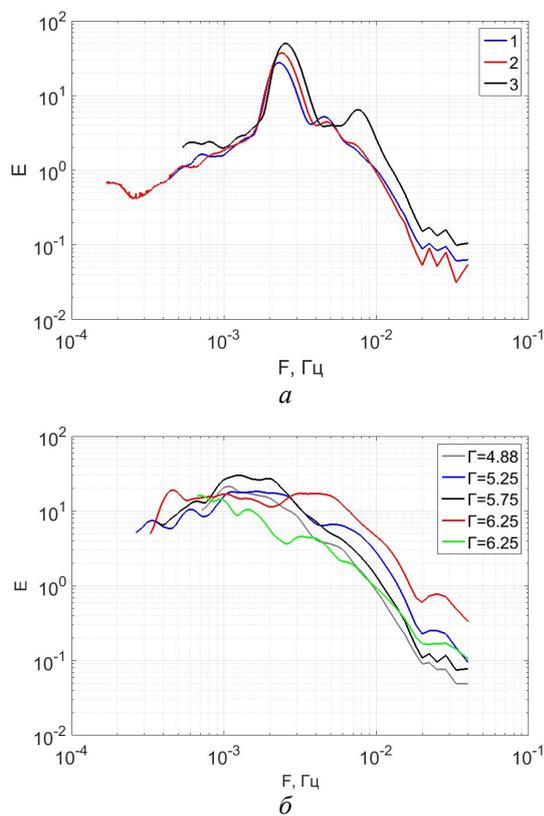


Рис. 5. Вейвлет-спектры пульсаций положения пластины для: а – $\Gamma_1=4.25$ (номера кривых соответствуют номеру эксперимента в таблице); б – $\Gamma_1=4.88-6.25$

С ростом значения аспектного отношения выделенная частота в спектре пропадает (рис. 5, б). При максимальном значении аспектного отношения $\Gamma_1 = 12.5$, пластина смещалась от своего первоначального положения до боковой границы и оставалась там в ходе всей экспериментальной реализации.

4. Структура течений

В данном разделе представлены первые результаты исследования структуры течений в рассматриваемой системе при помощи метода PIV. Для каждого режима была проведена одна серия измерений с частотой съемки 0.5 Гц и длительностью 1500 с. Таким образом, восстановление средних характеристик проводилось на основе 750 мгновенных полей скорости.

4.1. Течение без плавающего тела

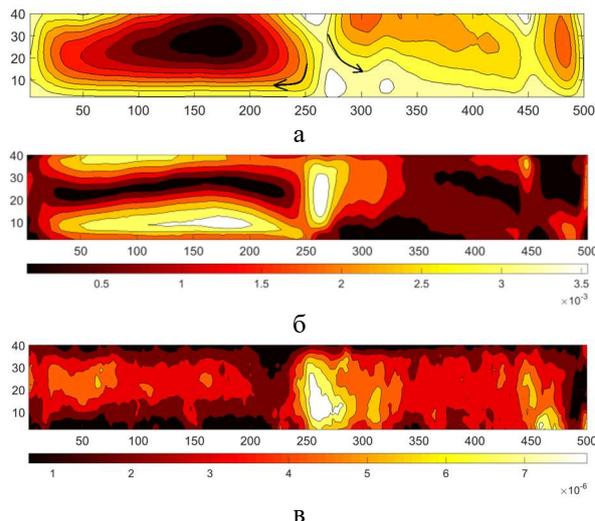


Рис. 6. Распределение характеристик среднего течения в центральном вертикальном сечении полости для $\Gamma_1=12.5$ без плавающего тела: а – функция тока (стрелками показано направление циркуляции); б – модуль скорости, м/с; в – энергия пульсаций скорости, m^2/c^2

Для того чтобы лучше оценить влияние плавающего тела на структуру течений, полезно рассмотреть как происходит формирование конвективных течений без него. На рис. 6 показаны распределения различных характеристик среднего конвективного течения без плавающего тела для $\Gamma_1=12.5$. Полученный результат заслуживает внимания. Неожиданным оказалось то, что среднее течение является сильно несимметричным (рис. 6, а). В левой части наблюдается хорошо выраженная циркуляция, занимающая половину слоя, в то время как справа среднее течение состоит из двух вихрей различного размера и значительно меньшей интенсивности. Учитывая, что и вдоль вертикальной координаты течение также асимметрично, можно сделать вывод о том, что даже в отсутствие плавающего тела течение имеет сложную трехмерную структуру. Распределения модуля скорости и энергии пульсаций скорости (рис. 6, б, в) показывают, что течение в правой части слоя отличается более высоким уровнем пульсаций.

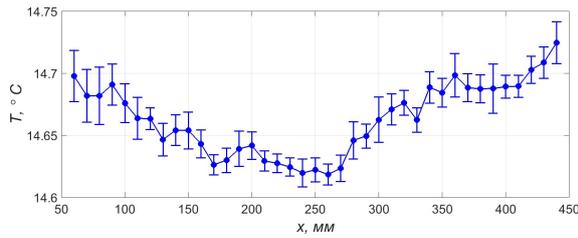


Рис. 7. Профиль температуры вблизи верхнего теплообменника

Помимо выраженной асимметрии необычным для аспектного отношения $\Gamma_1=12.5$ является малое количество циркуляционных ячеек. Хорошо известно, что для $\Gamma_1=1$ среднее течение в развитых режимах представляет собой одну ячейку, с ростом Γ_1 до 3.2 [9, 10] среднее течение состоит из одной или двух ячеек, при $\Gamma_1=4$ [18] наблюдаются 2 ячейки. В численной работе [15] для $\Gamma_1=5$ в зависимости от числа Рэлея формировались 4 или 5 ячеек.

Наблюдаемая асимметрия может быть следствием неоднородности температуры на верхнем теплообменнике из-за центрального расположения подводных холодных теплоносителей штуцеров. Для оценки влияния конструкции теплообменника было проведено измерение профиля температуры вблизи нижней границы верхнего теплообменника при температуре теплоносителя 15° Цельсия. Действительно, вблизи центральной части температура немного ниже, чем на периферии, однако вариации температуры не превышают 0.1° и вряд ли являются основной причиной наблюдаемой структуры течений.

Другой возможной причиной формирования вытянутой по горизонтали ячейки (рис. 6,а) является граничное условие второго рода на нижней границе. В [18] было показано, что в случае задания в качестве граничного условия на нижней границе постоянного потока тепла (в слабо нелинейных режимах) возможно формирование конвективных структур, горизонтальный размер которых значительно больше вертикального. Недавно похожий эффект был обнаружен при исследовании формирования в развитых конвективных режимах ($Ra > 10^6$) супергранул [20]. Авторы предположили, что и при больших надкритичности в случае задания постоянного потока тепла может возникать длинноволновая неустойчивость, приводящая к появлению структур, горизонтальный размер которых в несколько раз превышает толщину слоя. Вопрос о том, применим ли данный механизм к формированию структур, наблюдаемых в данной работе, представляет самостоятельный интерес.

4.2. Особенности течений при наличии плавающего тела

Движение свободно плавающего тела в рассматриваемой системе происходит под влиянием

конвективного течения, при этом само тело активно воздействует на структуру потока. Рассмотрим, как происходит перестроение конвективного течения при перемещении тела для двух конфигураций при наибольшем и наименьшем значениях аспектного отношения ($\Gamma_1=12.5$ и $\Gamma_1=4.25$).

Структура среднего течения при фиксированном положении тела в центральной части представлена на рис. 8, а. Среднее течение несимметрично, вследствие чего вязкие напряжения на поверхности тела не скомпенсированы. Если тело отпустить, оно начинает дрейфовать в сторону, и после достижения боковой стенки полости (рис. 8, б) остается в этом положении. Это обусловлено тем, что среднее течение, формирующееся для данного положения тела, препятствует его движению, поджимая его к стенке. Сравнивая рис. 6,а и рис. 8,а, можно сделать вывод о том, что в данной системе всегда наблюдается асимметричная структура течения, способствующая смещению тела к левой стенке, однако в ходе независимых реализаций, для которых проводились только визуальные наблюдения, тело смещалось из центральной области как влево, так и вправо.

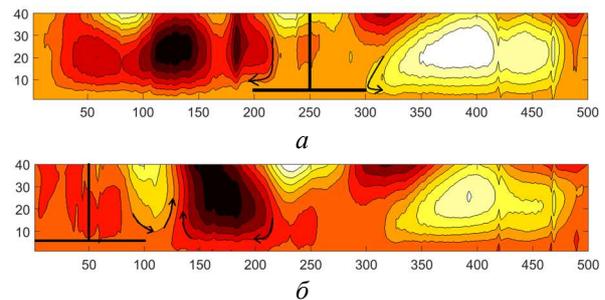


Рис. 8. Распределение функции тока среднего течения в центральном вертикальном сечении для $\Gamma_1 = 12.5$ при наличии тела. Черными стрелками показано направление циркуляции

Структуру течения при $\Gamma_1=4.25$, которое характеризуется квазипериодическим движением свободно плавающего тела от одной боковой стенки до другой, иллюстрирует рис. 9. Важно, что степень влияния тела на структуру течений зависит от аспектного отношения Γ_2 . В данном случае размер тела превышает половину длины слоя ($\Gamma_2 = 1.7$) и если тело находится вблизи одной боковой стенки, то у противоположной формируется интенсивный вихрь, который обеспечивает основной конвективный поток тепла через слой жидкости. В силу того, что тепловой поток от горячего теплообменника над телом значительно ослаблен, над ним происходит опускание холодной жидкости, которая затем движется над поверхностью тела в сторону центра, увлекая тело за собой. После достижения телом противоположной стенки процесс повторяется. Вейвлет-спектрограмма и вейвлет-спектр для данного режима представлены ранее на рис. 4, а и 5, а.

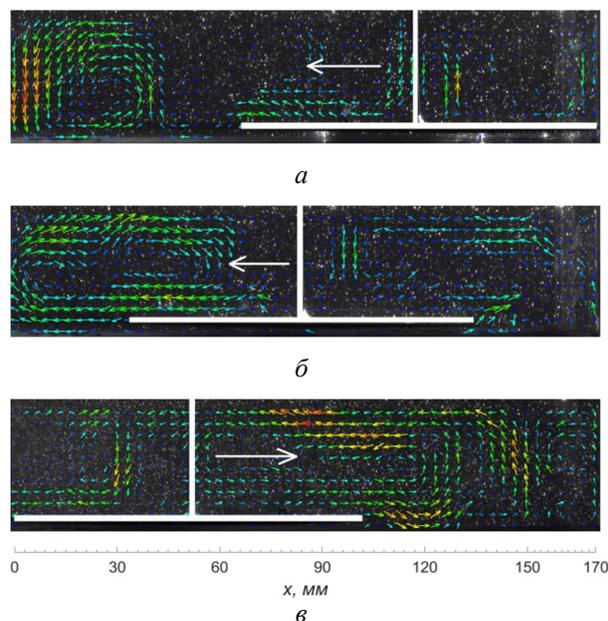


Рис. 9. Мгновенные векторные поля для $\Gamma_1 = 4.25$ для различных положений тела. Белые стрелки показывают направление движения тела. Показан весь слой жидкости

5. Обсуждение результатов

В работе представлены результаты экспериментального исследования конвекции Рэлея-Бенара при наличии плавающего тела для различных значений аспектного отношения. Показано, что варьирование аспектного отношения приводит к существенному изменению режима движения плавающего тела. Надо отметить, что в описанных экспериментах высота слоя и размер плавающего тела были фиксированы, и изменялась только длина слоя, поэтому одновременно варьировались оба аспектных отношения Γ_1 (отношение длины к высоте) и Γ_2 (отношение длины к размеру тела). Это не позволяет сделать однозначный вывод о том, какое аспектное отношение является определяющим. Для ответа на этот вопрос потребуются проведение экспериментов, в которых Γ_1 и Γ_2 будут варьироваться независимо. Тем не менее можно утверждать, что с ростом значений Γ_1 и Γ_2 периодический режим сменяется переходным, когда частота движения сильно варьируется. В случае наибольших значений Γ_1 и Γ_2 (12.5 и 5) тело, изначально расположенное в центре, достигает боковой стенки и остается в этом положении до завершения эксперимента. Сравнивая эти результаты с [15], можно говорить о том, что изменение вертикального положения тела и аспектного отношения принципиально изменяет характер движения тела. Интересно также сравнить полученные результаты с экспериментами и расчетами, проведенными для тела, плавающего на свободной границе. В экспериментах [9, 10], проведенных на воде, для фикси-

рованного значения $\Gamma_1 = 3.2$ и значительно более высокого значения числа Рэлея $Ra = 1.1 \cdot 10^9$ аспектное отношение Γ_2 варьировалось в достаточно широком диапазоне от 1.25 до 5. Если значение Γ_2 было меньше 1.7, то движение тела от одного края до другого прекращалось, а само тело оказывалось «захваченным» в центральной части и колебалось с малой амплитудой в этом положении. С ростом Γ_2 от 1.7 до 5 период движения от края до края увеличивался в основном за счет достаточно длительных остановок у края модели. Такие длительные остановки наблюдались в [15] и в данной работе (рис.3). В работе [12] проводилось математическое моделирование движения тела на свободной поверхности для жидкости с бесконечно большим числом Прандтля для фиксированного значения $\Gamma_1 = 8$. Основные расчеты проводились для $Ra = 10^6$ для достаточно большого интервала Γ_2 (от 2 до 32). Расчеты показали, что при $\Gamma_2 = 4$ периодические режимы сменяются переходными, а при $\Gamma_2 = 32$ тело попадает в область конвергентного течения между двумя соседними конвективными ячейками и перестает двигаться. Таким образом можно сделать вывод о том, что вне зависимости от того, расположено тело на поверхности или в объеме жидкости, есть интервал значений Γ_2 , при котором наблюдаются периодические смещения тела от одного края модели до другого. Границы этого интервала зависят от аспектного отношения Γ_1 и числа Рэлея. В том случае, если значение Γ_2 выходит за пределы данного интервала (очень малое или, наоборот, очень большое тело), тело перестает двигаться.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и Пермского края в рамках научного проекта № 20-41-596001. Восстановление полей скорости методом PIV проводилось при помощи измерительного комплекса ИМСС УрО РАН в рамках темы АААА-А19-119012290101-5.

Список литературы

1. Голицын Г. С. Природные процессы и явления. Волны, планеты, конвекция, климат, статистика. М.: Физматлит, 2004. 344 с.
2. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 с.
3. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М., Непомнящий А. А. Устойчивость конвективных течений. М.: Наука, 1989. 320 с.
4. Гетлинг А. В. Конвекция Рэлея-Бенара. Структуры и динамика. М.: Эдиториал УРСС, 1999. 248 с.
5. Lappa M. Thermal convection: patterns, evolution and stability. New York: Wiley, 2009. 696 p.
6. Verma M. K. Physics of buoyant flows: from instabilities to turbulence. Singapore: World Scientific, 2018. 352 p.

7. Schubert G., Turcotte D. L., Olson P. *Mantle convection in the Earth and planets*. Cambridge: Cambridge University Press, 2001. 940 p.
8. Zhang J., Libchaber A. Periodic boundary motion in thermal turbulence // *Phys. Rev. Lett.* 2000. Vol. 84. N. 19. P. 4361–4364.
9. Zhong J. Q., Zhang J. Thermal convection with a freely moving top boundary // *Phys. Fluids*. 2005. Vol. 17. N. 11, 115105.
10. Zhong J. Q., Zhang J. Dynamical states of a mobile heat blanket on a thermally convecting fluid // *Phys. Rev. E*. 2007. Vol. 75. N. 5, 055301.
11. Zhong J. Q., Zhang J. Modeling the dynamics of a free boundary on turbulent thermal convection // *Phys. Rev. E*. 2007. Vol. 76. N. 1, 016307.
12. Mao Y., Zhong J. Q., Zhang J. The dynamics of an insulating plate over a thermally convecting fluid and its implication for continent movement over convective mantle // *J. Fluid Mech.* 2019. Vol. 868. P. 286–315.
13. Whitehead J. A., Shea E., Behn M. D. Cellular convection in a chamber with a warm surface raft // *Phys. Fluids*. 2011. Vol. 23. №. 10, 104103.
14. Whitehead J. A., Behn M. D. The continental drift convection cell // *Geophys. Res. Lett.* 2015. Vol. 42. №. 11. P. 4301–4308.
15. Попова Е. Н., Фрик П. Г. Крупномасштабные течения в турбулентном конвективном слое с погруженным в него подвижным теплоизолятором // *Изв. РАН. МЖГ*. 2003. №. 6. С. 41–47.
16. Васильев А. Ю., Сухановский А. Н., Фрик П. Г. Влияние горизонтальных теплоизолирующих пластин на структуру конвективных течений и теплоперенос в замкнутой полости // *Вычислительная механика сплошных сред*. 2022. Т. 15(1). С.83–97.
17. Raffel M. et al. *Particle image velocimetry: a practical guide*. Berlin: Springer, 2007. 448 p.
18. Bukai M. et al. Effect of large-scale coherent structures on turbulent convection // *Physical Review E*. 2009. V. 79. N. 6, 066302.
19. Chapman C. J., Proctor M. R. E. Nonlinear Rayleigh–Bénard convection between poorly conducting boundaries // *Journal of Fluid Mechanics*. 1980. V. 101. N. 4. P. 759–782.
20. Vieweg P. P., Scheel J. D., Schumacher J. Supergranule aggregation for constant heat flux-driven turbulent convection // *Physical Review Research*. 2021. V. 3. N. 1, 013231.
3. Gershuni G. Z., Zhukhovitskii E. M., Nepomnyashchy A. A. *Ustoychivost' konvektivnykh techeniy* [Stability of convective flows]. Moscow, Nauka, 1989. 320 p. (In Russian).
4. Getling A. V. *Konveksiya Releya–Benara. Struktury i dinamika*. [Rayleigh–Bénard convection. Structure and dynamics]. Moscow, Editorial URSS, 1999. 248 c. (In Russian).
5. Lappa M. *Thermal convection: patterns, evolution and stability*. New York: Wiley, 2009. 696 p.
6. Verma M. K. *Physics of buoyant flows: from instabilities to turbulence*. Singapore: World Scientific, 2018. 352 p.
7. Schubert G., Turcotte D. L., Olson P. *Mantle convection in the Earth and planets*. Cambridge: Cambridge University Press, 2001. 940 p.
8. Zhang J., Libchaber A. Periodic boundary motion in thermal turbulence. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, vol. 84, no. 19, pp. 4361–4364.
9. Zhong J. Q., Zhang J. Thermal convection with a freely moving top boundary. *Phys. Fluids*, 2005, vol. 17, no. 11, 115105.
10. Zhong J. Q., Zhang J. Dynamical states of a mobile heat blanket on a thermally convecting fluid. *Phys. Rev. E.*, 2007, vol. 75, no. 5, 055301.
11. Zhong J. Q., Zhang J. Modeling the dynamics of a free boundary on turbulent thermal convection. *Phys. Rev. E.*, 2007, vol. 76, no. 1, 016307.
12. Mao Y., Zhong J. Q., Zhang J. The dynamics of an insulating plate over a thermally convecting fluid and its implication for continent movement over convective mantle. *J. Fluid Mech.*, 2019, vol. 868, pp. 286–315.
13. Whitehead J. A., Shea E., Behn M. D. Cellular convection in a chamber with a warm surface raft. *Phys. Fluids*, 2011, vol. 23, no. 10, 104103.
14. Whitehead J. A., Behn M. D. The continental drift convection cell. *Geophys. Res. Lett.*, 2015, vol. 42, no. 11, pp. 4301–4308.
15. Popova E. N., Frick P. G. Large-scale flows in a turbulent convective layer with an immersed moving thermal insulator. *Fluid Dyn.*, 2003, vol. 38, pp. 862–867.
16. Vasiliev A. Yu., Sukhanovskii A. N., Frick P. G. Influence of horizontal heat-insulating plates on the structure of convective flows and heat transfer in a closed cavity. *Computational Continuum Mechanics*, 2022, vol. 15 (1), pp. 83–97 (In Russian).
17. Raffel M. et al. *Particle image velocimetry: a practical guide*. Berlin: Springer, 2007. 448 p.
18. Bukai M. et al. Effect of large-scale coherent structures on turbulent convection. *Physical Review E*, 2009, vol. 79, no. 6, 066302.
19. Chapman C. J., Proctor M. R. E. Nonlinear Rayleigh–Bénard convection between poorly conducting boundaries. *Journal of Fluid Mechanics*, 1980, vol. 101, no. 4, pp. 759–782.
20. Vieweg P. P., Scheel J. D., Schumacher J. Supergranule aggregation for constant heat flux-driven turbulent convection. *Physical Review Research*, 2021, vol. 3, no. 1, 013231.

References

1. Golitsyn G. S. *Prirodnye processy i javleniya. Volny, planety, konvekcija, klimat, statistika* [Natural processes and phenomena: waves, planets, convection, climate, and statistics]. Moscow: Fizmatlit, 2004. 344 p. (In Russian).
2. Gershuni G. Z., Zhukhovitskii E. M. *Convective instability of incompressible fluids*. Jerusalem: Keter Publishing House, 1976. 330 p.

Просьба ссылаться на эту статью в русскоязычных источниках следующим образом:

Попова Е. Н., Васильев А. Ю., Сухановский А. Н., Фрик П. Г. Динамика конвективной системы с плавающим протяженным теплоизолятором // Вестник Пермского университета. Физика. 2022. № 3. С. 38–47. doi: 10.17072/1994-3598-2022-3-38-47

Please cite this article in English as:

Popova E. N., Vasiliev A. Yu., Sukhanovskii A. N., Frick P. G. Dynamics of a convective system with a floating extended thermal insulator. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2022, no. 3, pp. 38–47. doi: 10.17072/1994-3598-2022-3-38-47

Сведения об авторах

1. Елена Николаевна Попова, канд. физ.-мат. н., н.с., Институт механики сплошных сред УрО РАН, ул. Академика Королева, 1, Пермь, 614013.
2. Андрей Юрьевич Васильев, канд. физ.-мат. н., н.с., Институт механики сплошных сред УрО РАН, ул. Академика Королева, 1, Пермь, 614013.
3. Андрей Николаевич Сухановский, д. физ.-мат. н., с.н.с., Институт механики сплошных сред УрО РАН, ул. Академика Королева, 1, Пермь, 614013.
4. Петр Готлобович Фрик, д. физ.-мат. н., зав. лаб., Институт механики сплошных сред УрО РАН, ул. Академика Королева, 1, Пермь, 614013.

Author information

1. *Elena N. Popova*, Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Researcher, Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS; 1, Akademika Koroleva st., Perm, 614013, Russia
2. *Andrei Yu. Vasiliev*, Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Researcher, Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS; 1, Akademika Koroleva st., Perm, 614013, Russia
3. *Andrey N. Sukhanovskii*, Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher, Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS; 1, Akademika Koroleva st., Perm, 614013, Russia
4. *Peter G. Frick*, Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Head of Laboratory, Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS; 1, Akademika Koroleva st., Perm, 614013, Russia