

УДК 532.5.013

КОНВЕКТИВНЫЕ ТЕЧЕНИЯ КОЛЛОИДНОЙ СУСПЕНЗИИ В ЯЧЕЙКЕ ХЕЛЕ-ШОУ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВЕРТИКАЛЬНЫХ ВИБРАЦИЙ

© 2024 г. И. Н. Черепанов*, Б. Л. Смородин**

Пермский государственный национальный исследовательский университет, Пермь

**e-mail: che-email@yandex.ru*

***e-mail: bsmorodin@yandex.ru*

Поступила в редакцию 27.02.2024 г.

После доработки 25.05.2024 г.

Принята к публикации 11.06.2024 г.

Проведено численное моделирование конвекции коллоидной бинарной смеси в ячейке Хеле-Шоу под влиянием вертикальных вибраций конечной амплитуды. Найдена граница конвективной неустойчивости в модулированном поле тяжести. Построены бифуркационные диаграммы и проанализированы распределения концентрации наночастиц, соответствующие различным решениям. Изучены также термовибрационные конвективные течения в случае положительной термодиффузии наночастиц и их гравитационной стратификации. Показано, что вибрации в зависимости от частоты могут как увеличивать интенсивность конвективного течения, так и ослаблять его.

Ключевые слова: коллоидная суспензия, вибрации, термодиффузия, ячейка Хеле-Шоу.

DOI: 10.31857/S1024708424040057, **EDN:** OYQGLS

В последние десятилетия поведение коллоидных суспензий является объектом активного изучения и значительных достижений [1], имеющих приложения в системах управления, теплорегуляции, производстве энергии, технологии отображения информации и т.д. Потенциальными областями применения этих систем являются защита окружающей среды, производство современных материалов и пищевых продуктов.

Размер наночастиц в коллоидных системах намного больше размеров молекул, что расширяет спектр действия механизмов переноса примеси, изменяет пороги неустойчивости и усложняет характер течения коллоидных суспензий. К процессам диффузии и термодиффузии [2] в этих средах может добавиться магнеторефракция [3] или гравитационное оседание наночастиц [4, 5], изменяющие поле концентрации примеси и, как следствие, поле сил, действующих на среду. Влияние разнообразных механизмов: инерции, диффузии, термофореза, эффекта Магнуса, дренажа жидкости и гравитационной седиментации наночастиц, — на транспорт наночастиц в жидкости-носителе проанализировано в [6]. Приведенные в работе оценки, показывают, что для описания переноса тепла в коллоидных суспензиях необходимо использовать классическое уравнение теплопроводности, применяемое в случае молекулярных бинарных смесей. В [7] представлен анализ неустойчивости равновесного состояния коллоидной суспензии под действием внешних возбуждающих полей. Рассматривается вклад различных механизмов неустойчивости, таких как, как деформационный переход коллоидного монослоя, образование дорожек и полос в бинарных смесях, классический механизм Рэлея–Тейлора и кластеризация в стержнеобразные системы.

Подход, основанный на использовании приближения Хеле–Шоу [8, 9], широко применяется в настоящее время для исследования различных явлений в физике вещества, материаловедении, росте кристаллов, биологии и т.д. Ячейка Хеле-Шоу, состоящая из двух параллельных плоских пластин, разделенных узким зазором, признана доступной экспериментальной и теоретической моделью для изучения плоского конвективного течения однородной жидкости [10–15], молекулярных бинарных смесей [16] и коллоидных суспензий [17]. Сравнение экспериментальных данных и результатов численного моделирования показывает хорошее совпадение при изучении нелинейных конвективных течений в ячейке Хеле-Шоу как для однородных жидкостей [10–12, 14–15], так для молекулярной бинарной смеси [16].

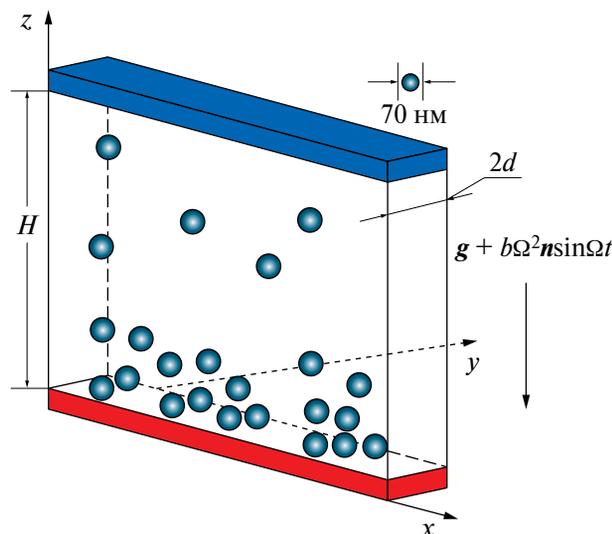


Рис. 1. Геометрия задачи.

Для управления течениями часто используются переменные внешние поля: электромагнитные [18–19] или вибрационные [16, 20–21]. В работе [20] с помощью метода конечных разностей смоделированы конвективные течения в ячейке Хеле–Шоу, под действием продольных высокочастотных вибраций и обнаружено, что все осредненные течения вибрационной конвекции возникают в результате прямой бифуркации. Влияние высокочастотных вибраций на установившиеся конвективные колебания молекулярной бинарной смеси при положительной термодиффузии примеси изучено в [16]. Показано, что вертикальные вибрации слабо влияют на форму (амплитуду и частоту) этих колебаний.

Целью настоящей статьи является изучение неустойчивости и анализ нелинейных конвективных течений в заполненной коллоидной суспензией нагреваемой снизу вертикальной ячейке Хеле–Шоу под влиянием вибрации произвольной частоты (модуляции гравитационного поля).

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МЕТОД РЕШЕНИЯ

Рассмотрим влияние вертикальных вибраций с амплитудой b и частотой Ω на конвекцию коллоидной суспензии в ячейке Хеле–Шоу, находящейся в поле тяжести g . Толщина ячейки – $2d$, длина – $L = 40d$, высота – $H = 20d$. Начало декартовой системы координат расположим в углу нижней узкой грани (рис. 1), ось x направим вдоль длинной стороны этой грани, ось y – перпендикулярно ей, а ось z – вертикально вверх. На теплопроводных горизонтальных гранях ячейки фиксирована разность температур $T(z = 0) - T(z = H) = \Theta$, что задает величину вертикального градиента температуры $A = \Theta/H$. Случай $\Theta > 0$ соответствует нагреву снизу. Считаем, что границы ячейки непроницаемы, поэтому поток вещества на них обращается в ноль.

При малых отклонениях температуры T и массовой концентрации тяжелой примеси (наночастиц) C от некоторых средних значений \bar{T} , \bar{C} уравнение состояния коллоидной суспензии аппроксимируется линейной зависимостью:

$$\rho = \rho_0 \left(1 - \alpha(T - \bar{T}) + \beta(\bar{C} - C) \right),$$

где α – температурный, а β – концентрационный коэффициенты расширения ($\alpha > 0$, $\beta > 0$).

Используем в качестве масштабов длины – d , времени – $-d^2/\chi$, скорости – χ/d , температуры – θ , концентрации – $\alpha\theta/\beta$, (χ – температуропроводность жидкости).

В системе отсчета, связанной с ячейкой, уравнения для эволюции импульса, массы, тепла и концентрации в приближении Обербека–Буссинеска, характеризующие эволюцию коллоидной бинарной смеси запишутся в виде:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla p + \text{Pr} [\Delta \mathbf{v} + \text{Ra}(1 + A_v \sin \omega t)(T - C) \mathbf{n}], \quad (1.1a)$$

$$\text{div } \mathbf{v} = 0, \quad (1.1b)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) T = \Delta T, \quad (1.1b)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) C = \text{Le} \nabla \cdot \left[\nabla C + \psi \frac{\text{Ra}}{\text{Bm}l} C \nabla T + \frac{C}{l} (1 + A_v \sin \omega t) \mathbf{n} \right], \mathbf{n} = (0, 0, 1). \quad (1.1g)$$

Здесь ∇ – оператор градиента, $\Delta = \nabla^2$ – оператор Лапласа. В систему (1.1) входят следующие безразмерные параметры: число Релея $\text{Ra} = agd^4 A / \nu \chi$, относительная амплитуда вибраций $A_v = b\Omega^2/g$, число Больцмана $\text{Bm} = g\beta d^4 \bar{C} / l_{\text{sed}} \nu \chi$, безразмерная длина седиментации $l = l_{\text{sed}}/d$, число Прандтля $\text{Pr} = \nu/\chi$, число Льюиса $\text{Le} = D/\chi$, параметр разделения смеси $\psi = S_T \beta \bar{C} / \alpha$, безразмерная частота $\omega = \Omega d^2 / \chi$ (ν и D – коэффициенты кинематической вязкости жидкости и диффузии примеси, параметр термодиффузии примеси). Кроме этих безразмерных параметров, для описания конвекции коллоидной суспензии в ячейке Хеле-Шоу используются безразмерные длина ячейки и высота $L=L/d=40$, $H=H/d=20$. Отметим, что поток тепла в уравнении (1b) содержит только конвективное и теплопроводное слагаемое, пропорциональное градиенту температуры. Основанные на экспериментальных данных оценки, проведенные в [6], показали, что отклонение потока тепла от закона Фурье в коллоидных суспензиях пренебрежимо мало. Слагаемые в правой части уравнения (1g) отвечают за процессы диффузии, термодиффузии и оседания примеси в гравитационном и вибрационном полях, соответственно [5,15]. В системе отсчета связанной с ячейкой вместо ускорения свободного падения следует использовать $g(1 + A_v \sin \omega t)$, что изменяет поток примеси, связанный с ее оседанием: $\frac{\text{Le}}{l} C \mathbf{n} \rightarrow \frac{\text{Le}}{l} (1 + A_v \sin \omega t) C \mathbf{n}$.

Отметим также, что решение системы уравнений (1.1) должно удовлетворять закону сохранения массы дисперсной примеси.

Граничные условия соответствуют непроницаемым для наночастиц, жестким границам ячейки, причем, узкие грани считаются теплопроводными, а широкие теплоизолированными. Вдоль оси x используется условие периодичности.

В приближении плоских траекторий [10–15], справедливом в случае, когда длина и ширина ячейки гораздо больше ее толщины ($L \gg 1$, $H \gg 1$, считаем нулевой компоненту скорости v_y , перпендикулярную широким граням и введем функцию тока Ψ и завихренность Φ , связанные со скоростью жидкости \mathbf{v} соотношениями:

$$v_x = \frac{\partial \Psi}{\partial z}, \quad v_z = -\frac{\partial \Psi}{\partial x}, \quad \Phi = (\text{rot } \mathbf{v})_y,$$

Как и в случае задачи о тепловой конвекции коллоидной суспензии в ячейке Хеле-Шоу [17] решение запишем в виде:

$$\mathbf{v} = \left(\frac{\partial \Psi}{\partial z}, 0, -\frac{\partial \Psi}{\partial x} \right) \sin\left(\frac{\pi y}{2}\right),$$

$$T = T_0(z) + \vartheta(t, x, z), \quad (1.2)$$

$$C = C(t, x, z).$$

Независимость функций для температуры и концентрации от поперечной координаты y соответствует случаю теплоизолированных широких граней, на которых отсутствует поток коллоидных частиц.

После применения процедуры осреднения [20] поперек ячейки получим систему уравнений для конвекции коллоидной суспензии в ячейке Хеле-Шоу, находящейся в вибрационном поле

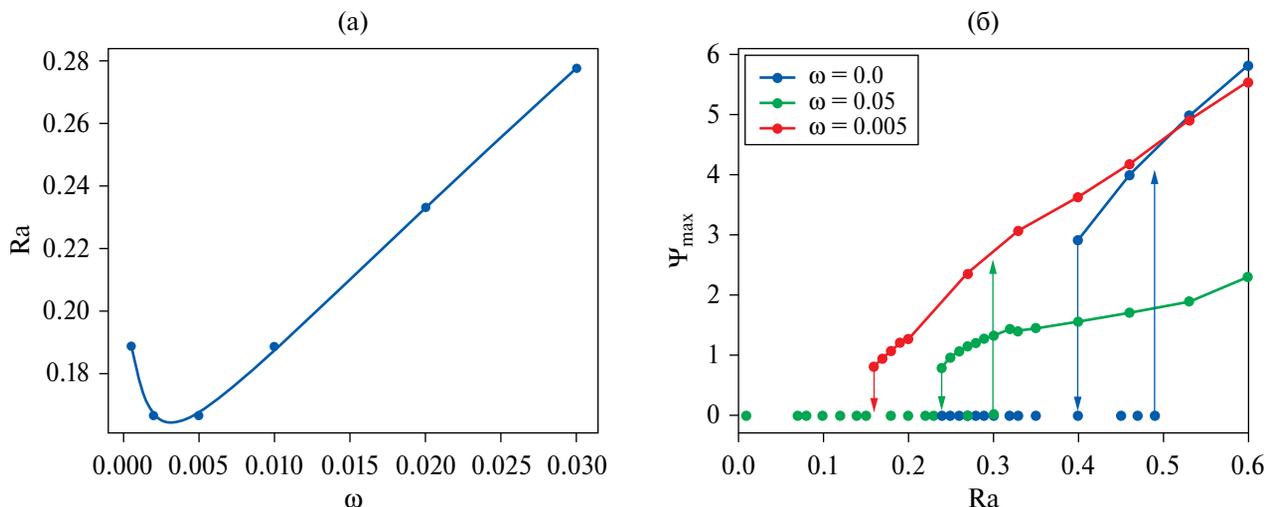


Рис. 2. Термодиффузия отсутствует ($\psi = 0$). (а) Порог устойчивости механического равновесия в зависимости от частоты; (б) зависимость максимальной функции Ψ_{\max} тока от числа Рейлея при различных частотах вибрации по сравнению со статическим случаем.

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{8}{3\pi} \left[\frac{\partial \Psi}{\partial z} \frac{\partial \Phi}{\partial x} - \frac{\partial \Psi}{\partial x} \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right] = \text{Pr} \left[\Delta \Phi - \frac{\pi^2}{4} \Phi - \frac{4}{\pi} \text{Ra} (1 + A_v \sin \omega t) \left(\frac{\partial \vartheta}{\partial x} - \frac{\partial C}{\partial x} \right) \right], \quad (1.3a)$$

$$\Phi = \Delta \Psi, \quad (1.3b)$$

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial t} + \frac{2}{\pi} \left[\frac{\partial \Psi}{\partial z} \frac{\partial \vartheta}{\partial x} - \frac{\partial \Psi}{\partial x} \frac{\partial \vartheta}{\partial z} \right] = \Delta \vartheta - \frac{2}{\pi} \frac{\partial \psi}{\partial x}, \quad (1.3b)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{2}{\pi} \left[\frac{\partial \Psi}{\partial z} \frac{\partial C}{\partial x} - \frac{\partial \Psi}{\partial x} \frac{\partial C}{\partial z} \right] = \text{Le} \nabla \cdot \left[\nabla C + \frac{C}{l} (1 + A_v \sin \omega t) \mathbf{n} + \psi \frac{\text{Ra}}{\text{Bm} l} C \nabla (T_0 + \vartheta) \right]. \quad (1.3g)$$

Для получения численного решения задачи (1.3) использован конечно-разностный метод. Пространственные производные аппроксимируются центральными разностями. Дискретное уравнение Пуассона (1.3б) решается с помощью метода последовательной релаксации. Конечно-разностная аппроксимация уравнения концентрации (1.3г) должна удовлетворять принципу сохранения массы. Консервативная форма уравнения (1.3г) и его аппроксимация методом контрольного объема, обеспечивает сохранения массы дисперсной примеси.

При расчетах использованы следующие типичные значения параметров коллоидной суспензии: число Льюиса $\text{Le} = 5 \cdot 10^{-4}$, число Прандтля $\text{Pr} = 48$, $\text{Bm} = 0.16$, $l/H = 1.6$, $A_v = 2$. Вычисления проводились на основной сетке, содержащей 128×64 узлов. Также сделаны проверочные расчеты более подробных сетках: “1” (150×75) и “2” (200×100), которые подтвердили результаты, полученные на сетке 128×64 . Например, в режиме образования пальцев ($\psi = 8.8$, $\text{Ra} = 0.02$, $\omega = 1.2 \cdot 10^{-3}$) изменение максимального значения функции тока, фиксируемое в ячейке Хеле–Шоу, при переходе с основной сетки на сетку “1” – 3.7%, а при переходе с сетки “1” на еще более подробную сетку “2” – 0.36%.

2. НЕУСТОЙЧИВОСТЬ КОЛЛОИДНОЙ СУСПЕНЗИИ И КОНЕЧНО-АМПЛИТУДНЫЕ ТЕЧЕНИЯ

Рассмотрены два различных случая: 1) расслоение коллоидной суспензии происходит только благодаря седиментации наночастиц ($\psi = 0$); 2) седиментация и термодиффузионное разделение действуют совместно ($\psi = 8.8$).

В отсутствие термодиффузии ($\psi = 0$) изменение частоты вибраций немонотонным образом влияет на порог устойчивости механического равновесия коллоидной суспензии (рис. 2а).

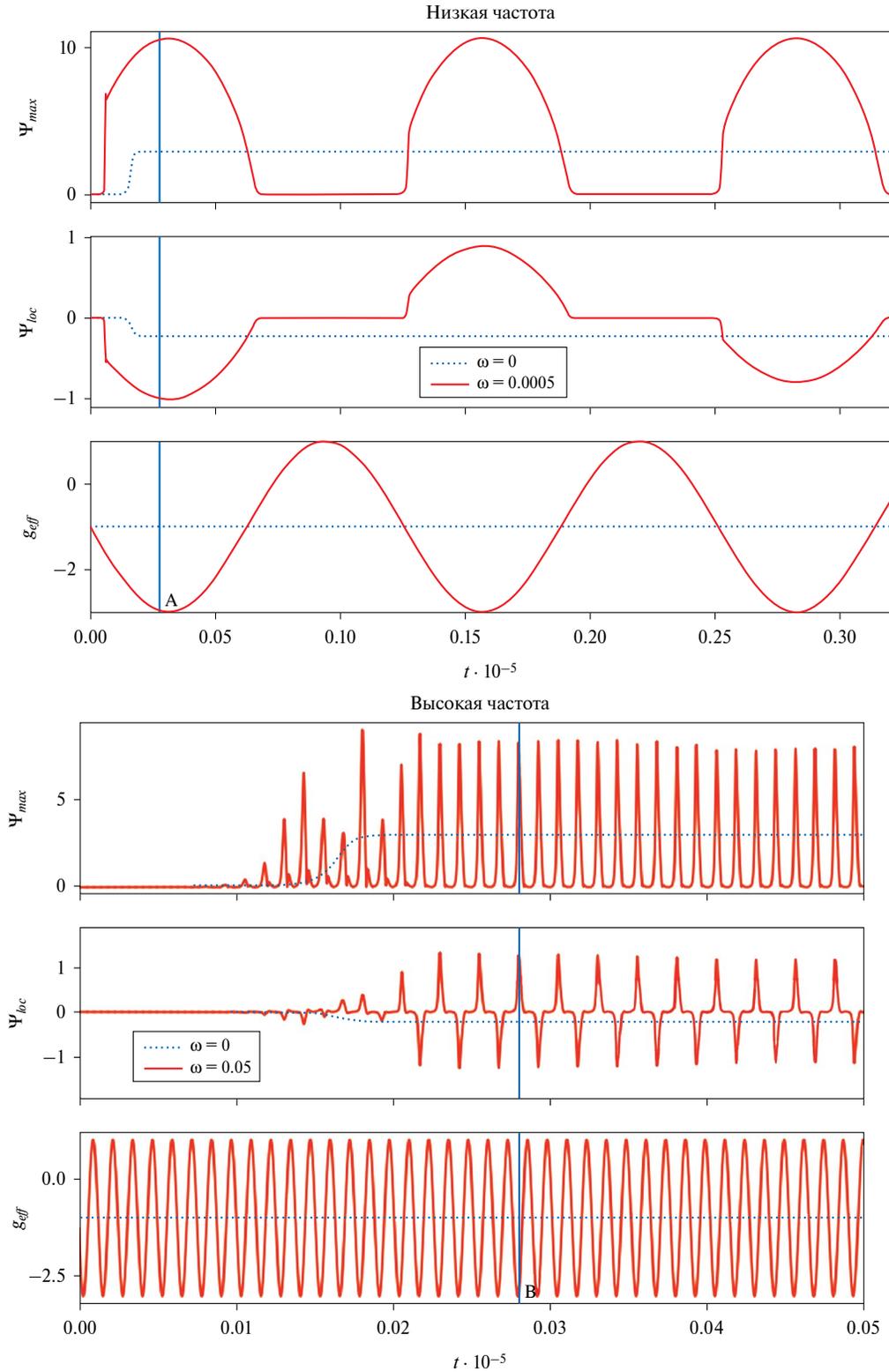


Рис. 3. Зависимости от времени максимального значения функции тока Ψ_{max} и значения функции тока в фиксированной точке ячейки Ψ_{loc} , а также эффективной силы тяжести g_{eff} , учитывающей ускорение в статическом и вибрационном поле; $\psi = 0$ при $Ra = 0.4$. Пунктирная линия соответствует течению в отсутствии вибраций. Вертикальными линиями А и В обозначены моменты времени, для которых на рис. 4 представлены поля распределения функции тока, температуры и концентрации в ячейке.

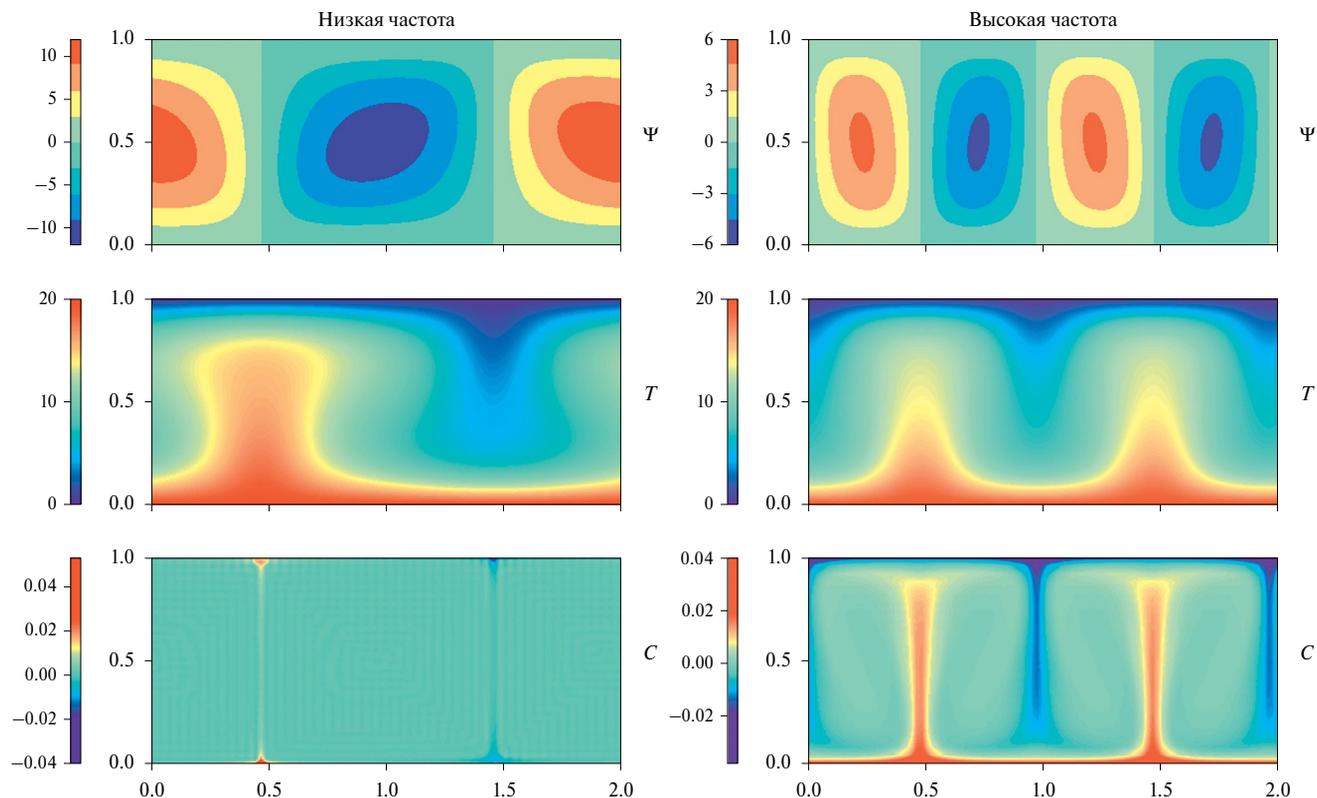


Рис. 4. Поля функции тока, температуры и концентрации при конвекции для различных частот: (а–б) – $\omega = 5 \cdot 10^{-4}$ и $5 \cdot 10^{-2}$, соответствующие вертикальным линиям А и В на рис. 3.

Граница устойчивости механического равновесия коллоидной суспензии, представляющая “язык” параметрического резонанса, представлена на рис. 2а (выше кривой – область неустойчивости). Отметим, что пороги возникновения вибрационных течений коллоидной суспензии лежат ниже, чем в статическом поле тяжести. Наиболее сильное понижение (более чем в два раза) имеет место на низких частотах: $Ra=0.16$ (при $\omega = 0.002$) по сравнению с $Ra=0.30$ (при $\omega = 0.05$). Период изменения функции тока в указанной на рис. 2а области вдвое больше периода модуляции гравитационного поля.

Согласно данным рис. 2б возникновение конвекции происходит жестким образом (в результате обратной бифуркации) как в статическом поле тяжести, так и в вибрационном поле. На графиках имеются области сосуществования двух устойчивых решений: механического равновесия и конвективного колебательного решения, а также гистерезисные переходы между ними. При увеличении числа Рейля пороги возникновения конвекции указаны стрелками вверх. Потеря устойчивости развитых нелинейных течений и переход к состоянию покоя суспензии (бифуркация типа седло-узел) при уменьшении числа Рейля в точке Ra_S^{TW} отмечена стрелкой вниз. Например, в статическом поле тяжести это значение совпадает с известным результатом ($Ra_S^{TW}=0.4$) [15]. Наиболее интенсивные течения соответствуют частоте вблизи минимума резонансного “языка” $\omega \approx 0.005$

Нелинейная эволюция конечно-амплитудного течения во времени для низких частот вибрации происходит следующим образом (рис. 3).

Течение меняет направление вращения вихрей на периоде, в два раза превышающем период вибрации, который можно рассматривать как период изменения эффективного ускорения: $g_{\text{eff}} = g(1 + A_s \sin \omega t)$. Кроме того, максимальное значение функции тока осциллирует между нулевым и некоторым максимальным значением и, следовательно, конвективная структура представляет собой стоячую волну. Такое течение обычно связывают с субгармоническим откликом на внешнее воздействие. Для случаев, представленных на рис. 3, фаза двухвихревого течения чередуется с состоянием покоя жидкости. Структура течения (поля функции тока и температуры) очень похожа на структуру течения при

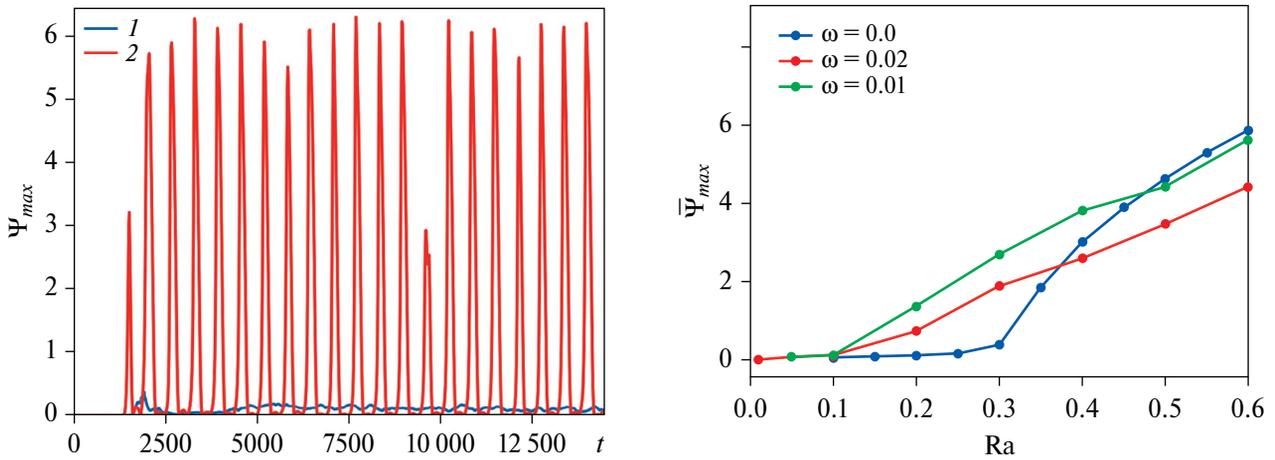


Рис. 5. а) Зависимость максимальной функции тока от времени при $Ra=0.2$: 1, 2 – $\omega = 0, 0.01$; б) Бифуркационные диаграммы (зависимости среднего значения максимальной функции тока при различных частотах вибрации, $Pr=48, Le=5 \cdot 10^{-4}, \psi = 8.8, Vm = 0.16; l/H=1.6, A_v = 2$).

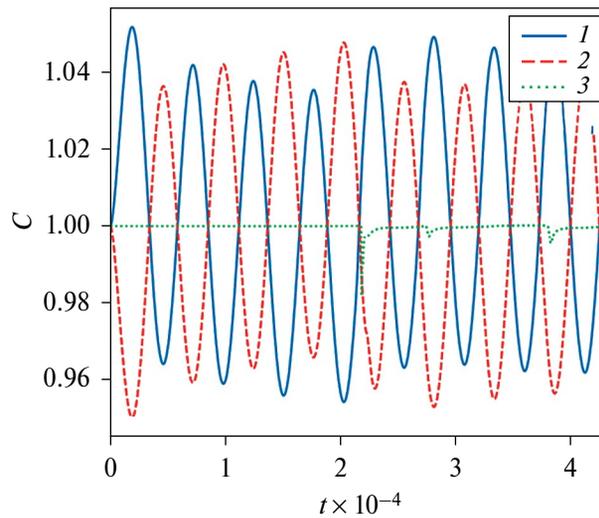


Рис. 6. Зависимость концентрации в центре –3, на нижней –1 и верхней границе –2 при $Ra = 0.02, \omega = 1.2 \cdot 10^{-3}$.

конвекции однородной жидкости. Поле концентрации практически везде однородно, за исключением тонких погранслоев на границах конвективных валов, там, где конвективная скорость максимальна по модулю (рис. 4а). При увеличении частоты вибраций в 100 раз (рис. 4б) пространственная картина течения изменяется качественно: длина волны возмущений уменьшается в два раза, а распределение концентрации проявляет большую неоднородность. Однако это течение по-прежнему представляет собой стоячую волну.

Рассмотрим влияние частоты вибрации на течение при наличии положительной термодиффузии коллоидных частиц ($\psi = 8.8$). В отсутствии вибраций порог возникновения конвекции – $Ra=0.018$. При увеличении числа Релея режимы конвекции последовательно сменяют друг друга [17].

I. Пальцеобразный регулярный режим ($0.018 < Ra < 0.17$). Термодиффузия тяжелых коллоидных частиц в сторону холодной верхней границы создает неустойчивое распределение примеси: плотность смеси вверх увеличивается, вниз – уменьшается. Смесь с более высокой (низкой) концентрацией тяжелой компоненты начинает формировать пальцы распространяющиеся вниз (вверх).

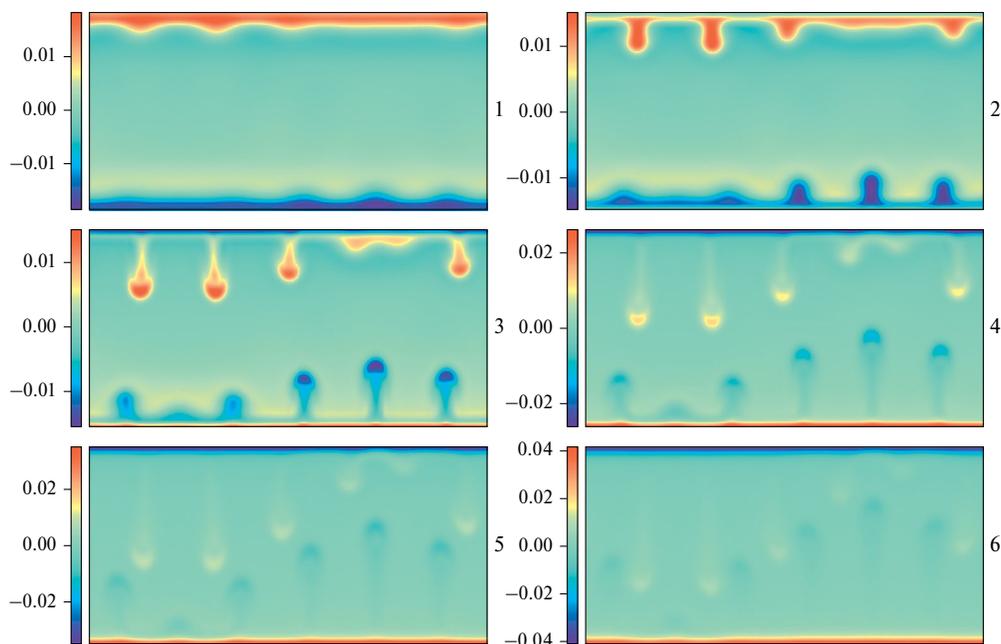


Рис. 7. Распределение примеси при $\psi = 8.8$, $Ra = 0.02$, $\omega = 1.2 \cdot 10^{-3}$, начальный кадр –1 соответствует времени $t_{\text{start}} = 84159$, интервал между кадрами $\delta t = 233$.

II. Хаотический режим пальцев ($0.17 < Ra < 0.32$).

В режимах I и II интенсивность течения мала (рис. 5, $\omega = 0$ – кривая 1).

При $Ra=0.2$ реализуется хаотический колебательный режим пальцев, интенсивность которого мала (рис. 5 а). Вибрации в области значений $Ra < Ra_*$ (ω интенсифицирует течение (рис. 5, $\omega = 0.01$). Максимальное значение функции тока осциллирует с амплитудой в десятки раз превышающей ее значение в случае отсутствия вибраций. Среднее за период значение максимальной функции тока также увеличивается (рис. 5 б), но этот рост немонотонно зависит от частоты. При $Ra > Ra_*$ (ω вибрации уменьшают интенсивность конвективного течения коллоидной бинарной смеси, наблюдающуюся в статическом поле (рис. 5б).

Рассмотрим подробнее влияние вибраций на регулярный режим формирования пальцев ($\psi = 8.8$, $Ra=0.02$). Картина конвективного течения зависит от частоты внешнего воздействия.

При “низкой” частоте вибраций, например, $\omega = 1.2 \cdot 10^{-3}$, концентрационные волны, генерируемые на горизонтальных границах ячейки (рис. 6), проникают вглубь жидкости. Отметим, что глубина проникновения концентрационной волны в ячейку может быть записана в виде $\delta_c/H = (Le/\omega)^{1/2}$. Число Льюиса для коллоидной суспензии экстремально мало $5 \cdot 10^{-4}$, поэтому для частоты $\omega = 1.2 \cdot 10^{-3}$, $\delta_c/H = 0.65$. Концентрационная волна может полностью проникнуть внутрь ячейки. Однако, из-за неустойчивости Реэля–Тейлора основное состояние теряет устойчивость, порождая пальцевидные структуры (плюмы): тонущей более тяжелой части суспензии, обогащенной наночастицами, и всплывающий более легкой части суспензии, обедненной наночастицами (рис. 7). Они влекут “вспышки” интенсивного течения, которые чередуются с периодами очень слабого течения жидкости.

Поле температур при этом практически не искажено. Поведение максимального значения функции тока в интервале времени приблизительно равном двум периодам модуляции поля тяжести приведено на рис. 8.

При частоте вибраций $\omega = 0.01$ отношение глубины проникновения концентрационной волны к высоте ячейки $\delta_c/H = 0.2$, и распределение примеси в сформировавшемся режиме течения представляет собой пальцы, протяженные от одной до другой границы и осциллирующие с внешней частотой ω (рис. 9). Характер конвективной структуры на периоде вибраций качественно не меняется, изменяется лишь интенсивность течения.

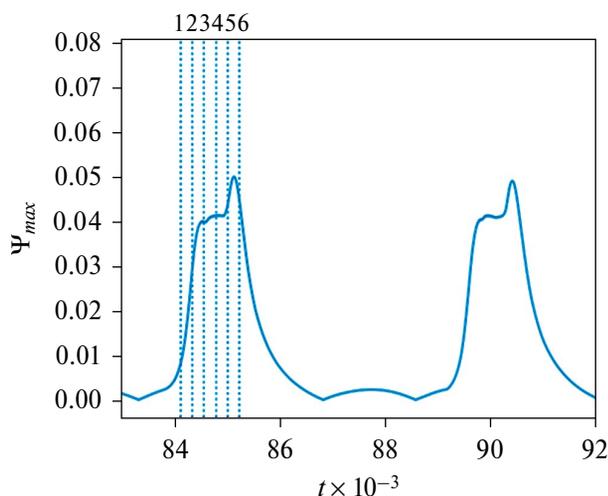


Рис. 8. Зависимость максимального значения функции тока от времени. $\psi = 8.8$, $Ra = 0.02$, $\omega = 1.2 \cdot 10^{-3}$, вертикальные линии соответствуют временам на рис 7.

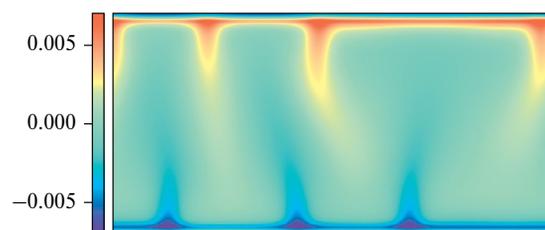


Рис. 9. Характерное распределение примеси при $Ra = 0.02$, $\omega = 1.0 \cdot 10^{-2}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате численного моделирования конвективных течений коллоидной суспензии в ячейке Хеле-Шоу под влиянием вертикальных вибраций конечной амплитуды построены бифуркационные диаграммы и проанализированы распределения концентрации наночастиц. В случае положительной термомодиффузии наночастиц и их гравитационной стратификации изучено влияние вибраций на режимы формирования пальцев. В зависимости от частоты вибрации могут как увеличивать интенсивность конвективного течения, так и ослаблять его.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-21-00344, <https://rscf.ru/project/23-21-00344/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Mewis J., Wagner N.J.* Colloidal Suspension Rheology, Cambridge Series in Chemical Engineering. Cambridge: Univ. Press, 2012. 393 p.
2. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика. М: Наука, 1986. 736 с.
3. *Shliomis M.I., Smorodin B.L.* Convective instability of magnetized ferrofluids // *J. Magn. Magn. Mater.* 2002. V. 252. № 1–3. P. 197–202.
4. *Mason M., Weaver W.* The Settling of Small Particles in a Fluid // *Phys. Rev.* 1924. V. 23. P. 412–426.
5. *Shliomis M.I., Smorodin B.L.* Onset of convection in colloids stratified by gravity // *Phys. Rev. E.* 2005. T. 71. № 3. 036312.
6. *Buongiorno J.* Convective Transport in Nanofluids // *Trans. ASME. J. Heat Transf.* 2006. V. 128. P. 240–250.
7. *Löven H.* Particle-resolved instabilities in colloidal dispersions // *Soft Matter.* 2010. V. 6. P. 3133–3142.
8. *Hele-Shaw H.S.* The flow of water // *Nature.* 1898. V. 58, P. 34–36.
9. *Lamb H.* Hydrodynamics. Cambridge: Univ. Press, 1993. 768 p.
10. *Любимов Д.В., Путин Г.Ф., Чернатынский В.И.* О конвективных движениях в ячейке Хеле–Шоу // *Докл. АН СССР.* 1977. Т. 235. № 3. С. 554–556.
11. *Путин Г.Ф., Ткачева Е.А.* Экспериментальное исследование надкритических конвективных движений в ячейке Хеле-Шоу // *Изв. АН СССР. МЖГ.* 1979. № 1. С. 3–8.

12. Глухов А.Ф., Путин Г.Ф. О возникновении конвекции на фоне медленного течения // Изв. АН СССР. МЖГ. 1982. № 1. С. 174–176.
13. Келлер И.О., Тарунин Е.Л. Конвекция в ячейке Хеле-Шоу с учетом теплообмена на широких гранях // Изв. РАН. МЖГ. 1995. № 2. С. 24–32.
14. Бабушкин И.А., Демин В.А. Экспериментальное и теоретическое исследование переходных конвективных режимов в ячейке Хеле-Шоу // Изв. РАН. МЖГ. 2006. № 3. С. 3–10.
15. Гаврилов К.А., Демин В.А., Путин Г.Ф. Конвективные когерентные структуры в ячейке Хеле-Шоу // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. В. 4. С. 68–74.
16. Глухов А.Ф., Демин В.А., Попов Е.А. Термовибрационная конвекция бинарной смеси в ячейке Хеле-Шоу // Вестник Пермского университета. Серия: Физика. 2012. № 2 (20). С. 12–18.
17. Smorodin B.L., Cherepanov I.N., Ishutov S.N., Myznikova B.I. Convection of a colloidal suspension in a Hele-Shaw cell // Eur. Phys. J. E. 2017. V. 40. 18.
18. Смородин Б.Л., Тараут А.В. Параметрическая конвекция слабопроводящей жидкости в переменном электрическом поле // Изв. РАН. МЖГ. 2010. № 1. С. 3–11.
19. Могилевский Е.И. Неустойчивость слоя жидкости при периодических воздействиях: стекающая пленка в переменном электрическом поле // Изв. РАН. МЖГ. 2017. № 2. С. 90–100.
20. Браверман Л.М. О вибрационной тепловой конвекции в ячейке Хеле-Шоу // Конвективные течения. Пермь, 1989. С. 73–78.
21. Гершуни Г., Келлер И.О., Смородин Б.Л. О вибрационно-конвективной неустойчивости в невесомости; конечные частоты // Докл. РАН. 1996. Т. 348. № 2. С. 194–196.
22. Канторович Л.В., Крылов В.И. Приближенные методы высшего анализа. Л.: Физматгиз, 1962. 708 с.

Convective Flows of a Colloidal Suspension in a Hele-Shaw Cell under Vertical Vibrations

I. N. Cherepanov* and B. L. Smorodin**

Perm State National Research University, Perm, Russia

*e-mail: che-email@yandex.ru

**e-mail: bsmorodin@yandex.ru

Numerical simulation of convection of a colloidal binary mixture in a Hele-Shaw cell under vertical vibrations of finite amplitude has been carried out. The boundary of convective instability in a modulated gravity field is found. Bifurcation diagrams are constructed and the concentration distributions of nanoparticles corresponding to various solutions are analyzed. Thermal vibration convective flows are studied in the case of positive thermal diffusion of nanoparticles and their gravitational stratification. It is shown that vibrations, depending on the frequency, can both increase the intensity of the convective flow and weaken it.

Keywords: colloidal suspension, vibrations, thermal diffusion, Hele-Shaw cell.