

DOI: [10.7242/1999-6691/2017.10.4.31](https://doi.org/10.7242/1999-6691/2017.10.4.31)

УДК 532.54

АДВЕКТИВНОЕ ВЫМЫВАНИЕ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ КОНВЕКТИВНЫХ СТРУКТУР В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

Т.Н. Загвозкин

Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь, Российская Федерация

Рассмотрена тепловая конвекция в плоском горизонтальном слое пористой среды с твердыми непроницаемыми границами, на которых задан теплоток. Пористая среда насыщена вязкой несжимаемой жидкостью, прокачиваемой вдоль слоя. В ряде физических систем первая неустойчивость в конвекции Рэлея–Бенара между теплоизолированными плоскостями является длинноволновой. Крупномасштабная конвекция, как в однородной жидкости, так и в пористой среде, в случае горизонтального слоя описывается похожими уравнениями. Уравнения отличаются лишь одним слагаемым, которое исчезает при определенных условиях (например, для двумерных потоков или бесконечных значений числа Прандтля). В обсуждаемой системе при неоднородном вдоль слоя вертикальном потоке тепла возможно возникновение локализованных конвективных структур в той области, где теплоток превышает критическое значение, отвечающее однородному нагреву снизу и соответствующее началу конвекции в слое. При изменении скорости продольного прокачивания жидкости через слой система может находиться или в состоянии, когда локализованные конвективные структуры устойчивы и наблюдается монотонная или колебательная неустойчивость, или в состоянии, когда локализованное конвективное течение полностью вымыто из области его возбуждения. Вычисления проводились на основе амплитудных уравнений в длинноволновом приближении в рамках модели Дарси–Бусинеска в приближении малых отклонений значений теплотокота через границы от критических значений для случая однородного нагрева. Представлены результаты численного моделирования процесса вымывания локализованного течения из зоны его возбуждения при увеличении скорости продольного прокачивания жидкости через слой. Получены карты устойчивости для монотонной и колебательной неустойчивости основного состояния системы.

Ключевые слова: пористая среда, фильтрация, тепловое пятно, анализ устойчивости, длинноволновое приближение

ADVECTIVE REMOVAL OF LOCALIZED CONVECTIVE STRUCTURES IN A POROUS MEDIUM

T.N. Zagvozhkin

Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS, Perm, Russian Federation

Convection in a plane horizontal layer of a porous medium saturated with liquid, bounded by solid impermeable boundaries subjected to the given inhomogeneous heat flux, and liquid pumping along the layer are considered. In a range of physical systems, the first instability in Rayleigh–Bénard convection between thermally insulating horizontal plates is large scale. Large-scale thermal convection in a horizontal layer is governed by remarkably similar equations both in the presence of a porous matrix and without it, with only one additional term for the latter case, which vanishes under certain conditions (e.g., two-dimensional flows or infinite Prandtl number). In such systems, the occurrence of localized convective structures is possible in the region where the heat flux exceeds the critical value corresponding to the case of uniform heating from below. When the velocity of longitudinal pumping of a liquid through a layer varies, the system can be either in the state where the localized convective structures are stable and the monotonic or vibrational instability is observed, or in the state in which the localized convective flow is completely washed from the region of its excitation. Calculations based on amplitude equations in the long-wave approximation are carried out using the Darcy–Boussinesq model and the approximation of small deviations of values of the heat flux from critical values for the case of homogeneous heating. The results of numerical modeling of the process of removal of the localized flow from the region of its excitation with increasing rate of liquid pumping through the layer are presented. Stability maps for monotonic and oscillatory instabilities of the base state of the system are obtained.

Key words: porous medium, filtration, thermal spot, stability analysis, long-wave approximation

1. Введение

Тепловая конвекция в пористых средах представляет интерес как для прикладных задач, связанных с техническими и природными процессами, так и с точки зрения математической физики. В связи со множеством практических проявлений особое внимание привлекает развитие конвективных течений от локализованных источников тепла. Так, для однородной жидкости в различных вариантах постановки задачи учитывался конвективный факел от точечного источника в бесконечной среде и от горизонтального линейного источника [1]. Устойчивость конвективного течения однородной жидкости, вызываемого неоднородностью нагрева, изучалась в [2]. Впервые задача возникновения тепловой конвекции в горизонтальном слое пористой среды, ограниченном твердыми непроницаемыми изотермическими границами, теоретически рассматривалась в работе [3], а экспериментально — в [4]. Исследование конвективного факела от точечного источника тепла в неограниченном массиве пористой среды впервые проводилось в [5], от горизонтального линейного источника — в [6]. В работе [7] обсуждалась свободная и вынужденная конвекция в окрестности линейного источника тепла или нагреваемого цилиндра. Обнаружено, что при фиксированном тепловом потоке через границы горизонтального слоя оказывается возможной длинноволновая неустойчивость состояния механического равновесия как в случае пористой

среды, так и однородной жидкости [8]. Крупномасштабная конвекция в насыщенном жидкостью горизонтальном слое пористой среды, ограниченном твердыми границами, при заданном теплотокке и прокачивании жидкости через слой была объектом исследования в работах [9, 10]. Установлено, что наиболее опасными при этом являются длинноволновые возмущения. В [11] рассмотрено, как и какие пространственные конвективные структуры возникают при разных параметрах возбуждения (различных видах течений) при околоритической длинноволновой тепловой конвекции в слое однородной жидкости.

В настоящей работе изучается процесс вымывания локализованных конвективных структур в горизонтальном слое пористой среды из области их возбуждения. Проводится линейный анализ устойчивости полученных в работе [9] амплитудных уравнений при изменении управляющих параметров. Находится зависимость скорости прокачивания жидкости через слой от размеров области возбуждения без уточнения конкретного вида конвективных структур, так как порог неустойчивости и типы развивающихся возмущений при однородном нагреве достаточно широко представлены в предшествующих публикациях других авторов.

2. Постановка задачи

Итак, имеем насыщенный вязкой несжимаемой жидкостью горизонтальный слой пористой среды. Слой ограничен твердыми плоскостями, на которых задан неоднородный по горизонтали вертикальный поток тепла. Систему координат выберем так, чтобы плоскость (x, y) была горизонтальной, а нижней и верхней границам слоя соответствовали координаты $z = 0$ и $z = h$. Перепады температуры будем считать малыми, поэтому можно полагать, что плотность жидкости зависит от них линейно:

$$\rho = \rho_0(1 - \beta(T - T_0)),$$

где ρ — плотность жидкости, β — коэффициент теплового расширения, T — температура.

Уравнения свободной тепловой конвекции в пористой среде в рамках модели Дарси–Бусинеска имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} -\rho_0^{-1} \nabla p - \nu K^{-1} \mathbf{v} + g\beta T \mathbf{e}_z &= 0, \\ \partial_t T + b^{-1} \nabla \cdot (\mathbf{v} T) &= \chi \Delta T, \\ \nabla \cdot \mathbf{v} &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь: ν — кинематическая вязкость; p — давление; \mathbf{v} — скорость фильтрации; b — теплоемкость пористой среды, отнесенная к теплоемкости жидкости; χ — температуропроводность насыщенной пористой среды; $\mathbf{g} = -g \cdot \mathbf{e}_z$ — вектор ускорения свободного падения, K — проницаемость среды.

Граничные условия запишем в виде:

$$z=0, h: \quad v_z=0, \quad \partial_z T = -A[1 + q(x, y)].$$

При этом $\chi C_p A [1 + q(x, y)]$ — приложенный поток тепла, C_p — теплоемкость, $q(x, y)$ — относительное (вызванное неоднородным нагревом) отклонение теплотокка через границы слоя от критического значения для случая однородного нагрева, A — значение градиента температуры при однородном подогреве снизу, соответствующее порогу возникновения конвекции.

Исследования в данной работе проводились на основе уравнения

$$\partial_t \theta + \mathbf{U}(x, y) \cdot \nabla \theta + (2/21) \Delta^2 \theta - \nabla \cdot [(6/5) \nabla \theta (\nabla \theta)^2 - q(x, y) \nabla \theta] = 0, \quad (2)$$

описывающего длинноволновую конвекцию в пористой среде. Оно выводится из уравнения (1) в длинноволновом приближении [9]. В (2) обозначено: θ — отклонения температуры от основного состояния, которое характеризуется однородным вертикальным градиентом температуры и соответствует порогу конвекции в слое; $\mathbf{U}(x, y)$ — вектор, представляющий среднюю скорость адвективного движения. При выводе уравнения (2) рассматривался строго вертикальный поток тепла через слой, тепловая диффузия в горизонтальном направлении не учитывалась, отклонения температуры считались однородными вдоль оси z , а относительное отклонение потока $q(x, y)$ — медленно меняющимся вдоль слоя, надкритичности полагались малыми. Малый безразмерный параметр ε длинноволнового приближения введен в (2) для обозначения соотношения горизонтальных и вертикальных скоростей фильтрации: $\mathbf{v} = w \mathbf{e}_z + \varepsilon^{-1} \mathbf{u}$ (также он используется для масштабирования горизонтальных координат $(x, y) \rightarrow (\varepsilon^{-1} x, \varepsilon^{-1} y)$). При этом условие медленного изменения $q(x, y)$

приводило (в терминах ε) к отношению $|\nabla q| / |q| \sim \varepsilon$. Управляющий параметр задачи — число Рэлея–Дарси, был зафиксирован на критическом значении, отвечающем случаю однородного нагрева: $R = R_c = 12$ (что является порогом устойчивости конвекции Рэлея–Бенара в длинноволновом приближении), таким образом, этот параметр исключался из уравнения в явном виде. Локальное число Рэлея–Дарси (определенное для малой области слоя) задавалось через значение $q(x, y)$: $R_{local} = R(1 + q)$, надкритическому режиму соответствовали его положительные значения, а субкритическому — отрицательные. Для обезразмеривания употреблялись единицы измерения: длины — толщина слоя h ; времени — h/χ ; скорости — $b\chi/h$; температуры — Ah ; давления — $b\rho_0 v\chi/K$.

Следует заметить, что уравнения, подобные (2), могут быть применены не только для описания крупномасштабной конвекции в слое пористой среды, но и крупномасштабной турбулентности в конвекции Рэлея–Бенара, а также для формирования конвективных структур в тонких пленках. Например, уравнение конвекции в слое однородной жидкости в длинноволновом приближении имеет подобный (с точностью до коэффициентов) вид в [2], только слагаемое $\mathbf{U}(x, y) \cdot \nabla \theta$ заменяется на слагаемое $\nabla \cdot (\theta \mathbf{s})$, в котором вектор \mathbf{s} отвечает за перенос тепла вдоль слоя за счет адвекции и, в случае одномерной задачи, вырождается в нуль.

В настоящей работе решается одномерная задача конвекции в горизонтальном плоском слое пористой среды, насыщенном жидкостью, при наличии неоднородного по горизонтали вертикального теплопотока и постоянного прокачивания жидкости в горизонтальном направлении. Необходимо найти критические значения скоростей прокачивания жидкости и построить карты устойчивости.

Рассматривается поток тепла следующего вида (см. Рис. 1):

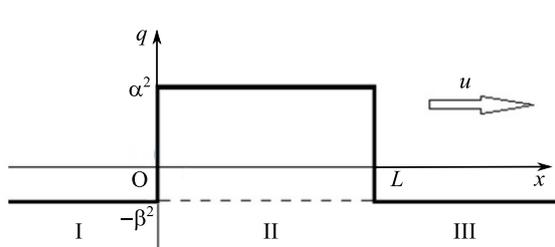


Рис. 1. Распределение вертикального потока тепла по горизонтали

$$q(x, y) = \begin{cases} -\beta^2, & x < 0; \\ \alpha^2, & 0 < x < L. \\ -\beta^2, & x > L, \end{cases}$$

где α, β, L — параметры задачи (α, β — характеристики теплопотока, а L — длина области возбуждения). На рисунке 1 обозначено: II — область возбуждения (величины теплового потока в данной области достаточно для существования конвективного течения в случае однородного нагрева), I и III — области, в которых локализованное течение затухает.

Уравнение (2) (в двумерном виде полученное в [9]) в одномерной задаче приобретает вид:

$$\partial_t \theta + u \partial_x \theta + \partial_x^4 \theta - \partial_x ((\partial_x \theta)^3) - q(x) \partial_x \theta = 0. \quad (3)$$

где u — скорость продольного прокачивания жидкости вдоль слоя, заданная на удалении ($x = \pm \infty$) от области возбуждения. В настоящей работе скорость адвективного движения считается постоянной по всей длине слоя ($u = \text{const}$), так как при осреднении поперек слоя локализованные конвективные ячейки дают нулевой вклад в горизонтальную компоненту скорости течения.

В уравнении (3) член $\partial_x (-q(x) \partial_x \theta)$ эффективно работает как тепловая диффузия с неоднородным коэффициентом теплопроводности $q(x)$. Член может быть положительным или отрицательным. В первом случае происходит размывание температурных неоднородностей, во втором — усиление неоднородности. За счет слагаемого $\partial_x^4 \theta$ подавляются коротковолновые возмущения и предотвращается образование точек перегиба и разрывов поля в случае, когда значение $q(x)$ отрицательно, нелинейным членом $\partial_x ((\partial_x \theta)^3)$ описывается ограничение роста неоднородностей θ , если они становятся конечно-амплитудными.

Несмотря на свою малость ($u \sim \varepsilon^3$, в то время как $v \sim \varepsilon$, где ε — малый параметр, см. [9]), адвекция, обеспечивая поток жидкости через поперечное сечение слоя, влияет тем самым на динамику системы, поскольку при равном нулю полном потоке определенного течения транспорт (например, теплопередача) этим течением существенно менее эффективен по сравнению с ненулевым полным потоком. В слое, при отсутствии прокачивания жидкости ($u = 0$), могут возникать течения, локализованные вблизи области возбуждения ($0 < x < L$). При увеличении скорости продольного прокачивания жидкости через слой система может переходить в колебательный режим. Дальнейшее наращивание скорости прокачивания может приводить к «вымыванию» конвективного течения из области его возбуждения.

Целью данной работы является нахождение критических значений скорости прокачивания, при которых система переходит из области монотонной неустойчивости или в область колебательной неустойчивости, или в устойчивое состояние.

3. Результаты работы

3.1. Монотонная неустойчивость

Рассмотрим устойчивость основного состояния $\theta = 0$. Линеаризуя амплитудное уравнение (3) по отношению к малым возмущениям, отбрасывая слагаемое, содержащее $(\partial_x \theta)^3$ и вынося $q(x)$ из-под знака производной (так как $q(x)$ постоянна на отдельных участках, на которых производятся вычисления), получим:

$$\partial_t \theta + u \partial_x \theta + \partial_x^4 \theta + q(x) \partial_x^2 \theta = 0. \quad (4)$$

Для изучения монотонной неустойчивости основного состояния возьмем нормальные возмущения в виде:

$$\theta_j \sim e^{-\lambda t} e^{ik_j x},$$

где θ_j — функции, соответствующие разным значениям волнового числа k , i — мнимая единица, j — индекс ($j=1, 2, 3$).

На границе монотонной неустойчивости выполняется равенство $\lambda = 0$, и подстановка функций θ_j в линеаризованное уравнение (4) дает характеристическое уравнение:

$$k^3 - q(x)k + iu = 0. \quad (5)$$

Решив уравнение (5) и найдя функции θ_j , можно представить общее решение как их суперпозицию. При этом слагаемые, расходящиеся при $x = \pm \infty$, отбрасываются (в ходе решения задачи были построены зависимости значений θ_j от x для конкретных наборов параметров задачи, в их рассмотренном диапазоне среди решений всегда присутствовали экспоненты с показателями разных знаков, расходящиеся, соответственно, на разных концах слоя). Исходя из этого, в областях I и III нужно оставить одну экспоненту или сумму двух, а в области II сумму всех трех экспонент с соответствующими коэффициентами.

В качестве граничных условий запишем условия сшивки на границах области возбуждения:

$$\begin{aligned} \theta^I(0) &= \theta^{II}(0), & \theta^I(L) &= \theta^{II}(L), \\ \partial_x \theta^I(0) &= \partial_x \theta^{II}(0), & \partial_x \theta^{II}(L) &= \partial_x \theta^{III}(L), \\ \partial_x^2 \theta^I(0) &= \partial_x^2 \theta^{II}(0), & \partial_x^2 \theta^{II}(L) &= \partial_x^2 \theta^{III}(L), \end{aligned} \quad (6)$$

где верхним индексом обозначена принадлежность функции θ или ее производных к определенной области пространства. Граничные условия (6) дают систему шести уравнений для шести неизвестных. Приравняв определитель этой системы нулю, можно получить уравнение для скорости продольного прокачивания жидкости через слой в зависимости от длины области возбуждения локализованного течения.

Расчеты проводились в пакете аналитических вычислений Maple 18 по следующему алгоритму: задавался набор значений параметров α , β и L ; с их учетом решалось уравнение (5); полученные корни $k(u)$ подставлялись в определитель, который приравнивался нулю; далее из уравнения $\text{Det}(u) = 0$ находилось значение $U_{cr}(L)$. Результаты численных экспериментов для трех наборов значений параметров задачи приведены на рисунках 2, 3. По оси ординат отложены критические значения скорости продольного прокачивания жидкости через слой, а по оси абсцисс — длина L области возбуждения II. Ниже кривых основное состояние является неустойчивым по отношению к монотонным возмущениям, вызванным

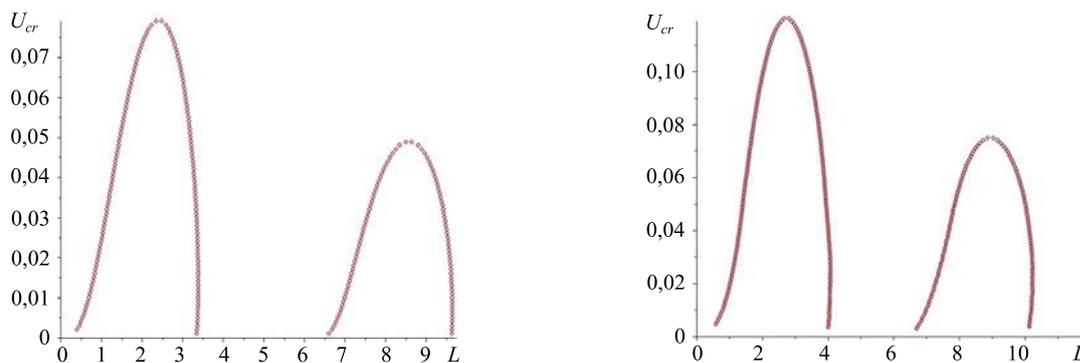


Рис. 2. Карты устойчивости при фиксированном параметре $\alpha = 1$ и различных значениях β : 0,1 (а); 0,5 (б)

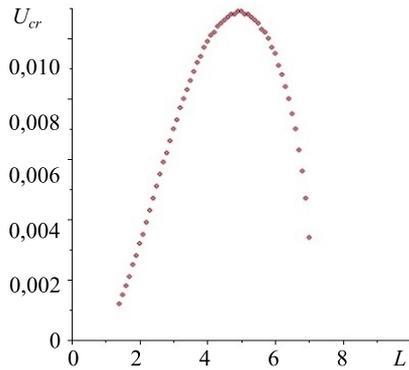


Рис. 3. Карта устойчивости основного состояния при $\alpha = 0,5$, $\beta = 0,1$

и это приводит к тому, что при тех значениях длины области возбуждения, когда система выходит за границу монотонной неустойчивости (уже при малых скоростях продольного прокачивания жидкости через слой), появляются области устойчивости.

Сравнив карты устойчивости для одинакового значения параметра β (см. Рис. 2а и 3), можно заметить, что при меньшем значении параметра α , что соответствует уменьшению разности значений функции $q(x)$ в области возбуждения и за ее пределами, кривая прижимается к оси абсцисс и вытягивается вдоль нее.

3.2. Колебательная неустойчивость

Проанализируем устойчивость основного состояния: $\theta = 0$. Для изучения его колебательной неустойчивости рассмотрим нормальные возмущения в виде

$$\theta_j \sim e^{-(\lambda + i\Omega)t} e^{ik_j x},$$

где Ω — частота колебаний.

Аналогично случаю монотонной неустойчивости положим на границе колебательной неустойчивости $\lambda = 0$. Подставляя выражения для функций θ_j в уравнение (4), получим следующее характеристическое уравнение:

$$k^4 - q(x)k^2 + iuk - i\Omega = 0. \quad (7)$$

Решая уравнение (7) и находя таким образом функции θ_j , общее решение можно представить в виде их суперпозиции. При этом моды, расходящиеся при $x = \pm \infty$, следует отбросить. Исходя из этого, в областях I и III останутся суммы экспонент, не расходящихся на удалении от области возбуждения, а в области II будет иметь место сумма всех четырех экспонент с соответствующими коэффициентами.

Граничные условия в этом случае имеют вид:

$$\begin{aligned} \theta^I(0) &= \theta^{II}(0), & \theta^{II}(L) &= \theta^{III}(L), \\ \partial_x \theta^I(0) &= \partial_x \theta^{II}(0), & \partial_x \theta^{II}(L) &= \partial_x \theta^{III}(L), \\ \partial_x^2 \theta^I(0) &= \partial_x^2 \theta^{II}(0), & \partial_x^2 \theta^{II}(L) &= \partial_x^2 \theta^{III}(L), \\ \partial_x^3 \theta^I(0) &= \partial_x^3 \theta^{II}(0), & \partial_x^3 \theta^{II}(L) &= \partial_x^3 \theta^{III}(L) \end{aligned} \quad (8)$$

и дают систему восьми уравнений для восьми неизвестных. Приравняв определитель системы (8) нулю, можно получить уравнение, описывающее зависимость скорости прокачивания жидкости через слой от длины области возбуждения локализованного течения.

По аналогии с подразделом 3.1 вычисления проводились в пакете Maple 18 по похожему со случаем монотонной неустойчивости алгоритму (добавлялся перебор по частотам). Граница колебательной неустойчивости для одного набора параметров задачи приведена на рисунке 4. По оси ординат отложены критические значения скорости прокачивания жидкости через слой, а по оси абсцисс — длина области возбуждения. Каждой точке на кривой 1 соответствует своя частота наиболее опасных колебаний. На этом же рисунке для сравнения представлена граница монотонной неустойчивости основного состояния, отвечающая тому же набору параметров задачи (кривая 2). В области между кривыми основное состояние системы устойчиво по отношению к монотонным и неустойчиво по отношению к колебательным

неоднородностью нагрева, при этом может возбуждаться и поддерживаться устойчивое конвективное течение. Выше же все монотонные возмущения затухают, то есть стационарные локализованные структуры либо не возбуждаются совсем, либо затухают со временем, и остается только однородное прокачивание жидкости через слой.

Сопоставив карты устойчивости для одинакового значения параметра α (см. Рис. 2), можно заметить, что при увеличении β , то есть с ростом разности значений функции $q(x)$ в области возбуждения и вне ее, критическое значение скорости u , необходимое для перехода системы в устойчивое состояние при заданной длине области возбуждения, также становится больше (кривые растягиваются вверх и вправо). Кроме того, расширяется основание «колокола»,

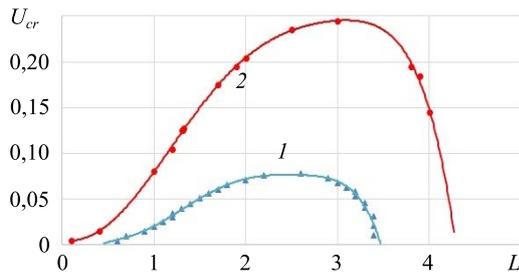


Рис. 4. Карта устойчивости основного состояния при $\alpha=1$, $\beta=0.1$; границы неустойчивости: колебательной (кривая 1) и монотонной (2)

установлено, что в слое пористой среды при наличии прокачивания жидкости вдоль слоя и фиксированного теплового потока на границах наиболее опасными при некоторых параметрах становятся колебательные возмущения. Этим, возможно, объясняется отсутствие на рисунке 4 области, в которой система устойчива к монотонным возмущениям при выбранных значениях параметров.

4. Заключение

Исследовалась задача конвекции в горизонтальном слое пористой среды, насыщенном жидкостью, при наличии неоднородного потока тепла на границах и прокачки жидкости вдоль слоя. В основу анализа положено уравнение (2), которое может быть использовано в широком спектре гидродинамических систем (для слоя пористой среды, тонких пленок, крупномасштабной турбулентности и другого). Получены карты устойчивости для нескольких наборов параметров. Границы монотонной неустойчивости имеют колоколообразную форму. В области ниже этих кривых основное состояние системы неустойчиво по отношению к монотонным возмущениям, и в данном диапазоне параметров может существовать устойчивое локализованное конвективное течение. Что касается основного состояния в области между границами монотонной и колебательной неустойчивости, то оно неустойчиво к колебательным возмущениям; здесь может существовать только осциллирующее локализованное течение. В области над границами колебательной неустойчивости основное состояние устойчиво, имеет место только однородное прокачивание жидкости через слой при соответствующих значениях параметров задачи; наличия теплового потока в области возбуждения недостаточно для зарождения и/или поддержания стационарных конвективных структур.

Сопоставление карт устойчивости для разных наборов параметров показывает, что при увеличении значения параметра β что отвечает возрастанию разности значений функции $q(x)$ в области возбуждения и вне ее) критическое значение скорости u , необходимое для «вымывания» конвективной структуры, также становится больше. При уменьшении величины параметра α критическое значение скорости u «вымывания» конвективной структуры также понижается.

С ростом скорости прокачивания жидкости через слой (при заданной длине области возбуждения) система из состояния, устойчивого к монотонным возмущениям, переходит в состояние, соответствующее колебательному режиму, а затем попадает в область неустойчивости, аналогично тому, что наблюдалось в сценариях «вымывания» локализованных структур, возникающих при случайной пространственной неоднородности параметров [13].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант 14-21-00090).

Литература

1. Brand R.S., Lahey F.J. The heated laminar vertical jet // J. Fluid Mech. – 1967. – Vol. 29, no. 2. – P. 305-315. DOI
2. Любимов Д.В., Черепанов А.А. Устойчивость конвективных течений вызванных неоднородным нагревом. Конвективные течения / Пермь: Изд-во ПГПУ, 1991. – С. 17-26.
3. Horton C.W. Rogers Jr. F.T. Convection currents in a porous medium // J. Appl. Phys. – 1945. – Vol. 16, no. 6. – P. 367-370. DOI
4. Morrison H.L., Rogers Jr. F.T., Horton C.W. Convection currents in porous media: II. Observation of conditions at onset of convection // J. Appl. Phys. – 1949. – Vol. 20, no. 11. – P. 1027-1029. DOI
5. Wooding R.A. Convection in a saturated porous medium at large Rayleigh number or Peclet number // J. Fluid Mech. – 1963. – Vol. 15, no. 4. – P. 527-544. DOI
6. Nakayama A. Free Convection from a horizontal line heat source in a power-law fluid-saturated porous medium // Int. J. Heat Fluid Flow. – 1993. – Vol. 14, no. 3. – P. 279-283. DOI

7. Kurdyumov V.N., Liñán A. Free and forced convection around line sources of heat and heated cylinders in porous media // *J. Fluid Mech.* – 2001. – Vol. 427. – P. 389-409. DOI
8. Nield D.A., Bejan A. Convection in porous media. – New York: Springer Verlag, 1998. – 546 p. DOI
9. Goldobin D.S., Shklyayeva E.V. Large-scale thermal convection in a horizontal porous layer // *Phys. Rev. E.* – 2008. – Vol. 78, no. 2. – 027301. DOI
10. Голдобин Д.С., Любимов Д.В. Термоконцентрационная конвекция бинарной смеси в горизонтальном слое пористой среды при наличии источника тепла или примеси // *ЖЭТФ.* – 2007. – Т. 131, № 5. – С. 949-956. (English version DOI).
11. Knobloch E. Pattern selection in long-wavelength convection // *Physica D.* – 1990. – Vol. 41, no. 3. – P. 450-479. DOI
12. Lyubimov D.V., Lyubimova T.P., Mojtabi A., Sadilov E.S. Thermosolutal convection in a horizontal porous layer heated from below in the presence of a horizontal through flow // *Phys. Fluids.* – 2008. – Vol. 20, no. 4. – 044109. DOI
13. Goldobin D.S., Shklyayeva E.V. Localization and advective spreading of convective flows under parametric disorder // *Journal of Statistical Mechanics: Theory and Experiment.* – 2013. – Vol. 2013. (URL: <https://arxiv.org/abs/0804.3741v2>). DOI

References

1. Brand R.S., Lahey F.J. The heated laminar vertical jet. *J. Fluid Mech.*, 1967, vol. 29, no. 2, pp. 305-315. DOI
2. Lyubimov D.V., Cherepanov A.A. Stability of convective flow induced by inhomogeneous heating. *Konvektivnye techeniya – Convective flows*, Perm State Pedagogical University, 1991. Pp. 17-26.
3. Horton C.W. Rogers Jr. F.T. Convection currents in a porous medium. *J. Appl. Phys.*, 1945, vol. 16, no. 6, pp. 367-370. DOI
4. Morrison H.L., Rogers Jr. F.T., Horton C.W. Convection currents in porous media: II. Observation of conditions at onset of convection. *J. Appl. Phys.*, 1949, vol. 20, no. 11, pp. 1027-1029. DOI
5. Wooding R.A. Convection in a saturated porous medium at large Rayleigh number or Peclet number. *J. Fluid Mech.*, 1963, vol. 15, no. 4, pp. 527-544. DOI
6. Nakayama A. Free Convection from a horizontal line heat source in a power-law fluid-saturated porous medium. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 1993, vol. 14, no. 3, pp. 279-283. DOI
7. Kurdyumov V.N., Liñán A. Free and forced convection around line sources of heat and heated cylinders in porous media. *J. Fluid Mech.*, 2001, vol. 427, pp. 389-409. DOI
8. Nield D.A., Bejan A. *Convection in porous media*. New York: Springer Verlag, 1998. 546 p. DOI
9. Goldobin D.S., Shklyayeva E.V. Large-scale thermal convection in a horizontal porous layer. *Phys. Rev. E*, 2008, vol. 78, no. 2, 027301 DOI
10. Goldobin D.S., Lyubimov D.V. Soret-driven convection of binary mixture in a horizontal porous layer in the presence of a heat or concentration source. *J. Exp. Teor. Phys.*, 2007, vol. 104, no. 5, pp. 830-836. DOI
11. Knobloch E. Pattern selection in long-wavelength convection. *Physica D*, 1990, vol. 41, no. 3, pp. 450-479. DOI
12. Lyubimov D.V., Lyubimova T.P., Mojtabi A., Sadilov E.S. Thermosolutal convection in a horizontal porous layer heated from below in the presence of a horizontal through flow. *Phys. Fluids*, 2008, vol. 20, no. 4, 044109. DOI
13. Goldobin D.S., Shklyayeva E.V. Localization and advective spreading of convective flows under parametric disorder. *Journal of Statistical Mechanics: Theory and Experiment*, 2013, vol. 2013. (URL: <https://arxiv.org/abs/0804.3741v2>). DOI

Поступила в редакцию 29.05.2017; опубликована в электронном виде 30.12.2017