

УДК 532.5
PACS 44.25.+f, 47.56.+r

Нелинейные режимы конвекции в слое жидкости, частично заполненном неоднородной пористой средой

Е. А. Колчанова^{a,b,c}, Н. В. Колчанов^c

^a Институт механики сплошных сред УрО РАН
614013, Пермь, ул. Академика Королёва, 1

^b Пермский национальный исследовательский политехнический университет
614990, Пермь, ул. Комсомольский пр., 29
email: kolchanovaea@gmail.com

^c Пермский государственный национальный исследовательский университет
614990, Пермь, ул. Букирева, 15
email: kolchanovn@gmail.ru

Численно моделируется нелинейная задача о возбуждении конвекции в подогреваемом снизу горизонтальном слое однокомпонентной жидкости, частично заполненном неоднородной пористой средой в поле силы тяжести. Пористость и проницаемость среды зависят от вертикальной координаты. Пористый скелет делит полость с жидкостью на два слоя. Конвекция в насыщенном пористом слое и слое жидкости, расположенном над ним, описывается уравнениями в приближении Буссинеска. Фильтрация жидкости в порах подчиняется закону Дарси. Нелинейная задача решается методами Галеркина и конечных разностей. Линейная задача устойчивости равновесия моделируется с использованием метода стрельбы. Получены зависимости числа Нуссельта от надкритичности при фиксированном отношении толщин слоев и разных значениях градиента пористости. Показано, что, когда пористость растет с глубиной, конвекция возникает монотонно в виде длинноволновых валов, охватывающих всю систему. С увеличением надкритичности в жидком слое образуются дополнительные вихри, которые приводят к колебаниям. В случае среды с однородной пористостью или с пористостью, убывающей с глубиной, конвекция возбуждается в виде коротковолновых валов, локализованных в жидком слое. Их интенсивность нарастает с повышением надкритичности. Для однородной среды зафиксирован резкий рост теплового потока с увеличением надкритичности. Он связан с проникновением конвективного движения в пористый слой и усилением теплоотдачи от нижней горячей стенки полости.

Ключевые слова: нелинейные режимы конвекции; неоднородная пористая среда; двухслойная система

Поступила в редакцию 12.08.2017; принята к опубликованию 02.10.2017

Nonlinear convection regimes in a fluid layer partially filled with an inhomogeneous porous medium

Е. А. Kolchanova^{a,b,c}, N. V. Kolchanov^c

^a Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS, Academ. Koroleva St. 1, 614013, Perm

^b Perm National Research Polytechnic University, Komsomolsky prospect St. 29, 614990, Perm
email: kolchanovaea@gmail.com

^c Perm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm
email: kolchanovn@gmail.com

We numerically simulate a nonlinear problem of convection excitation in a horizontal single-component-fluid layer heated from below and partially filled with an inhomogeneous porous medium under the gravitational field. Porosity and permeability of the porous medium depend on a vertical coordinate. The porous matrix divides a cavity with the fluid into two layers. Convection in a porous layer and in the fluid layer located above it is described by equations within the Boussinesq approximation. A fluid flow through pores obeys Darcy's law. The nonlinear problem is solved by the Galerkin and finite difference methods. A linear stability problem for mechanical equilibrium is simulated by the shooting method. The Nusselt number versus supercriticality is obtained at a fixed ratio of layer thicknesses and various porosity gradients. It was shown that when porosity grows with depth, convection monotonously arises in the form of the long-wave rolls covering both layers. Additional vortices occur in the fluid layer as supercriticality goes up. They lead to fluid oscillations. In the case of uniform porosity and the porosity decreasing with depth, convection starts up as short-wave rolls localized in the fluid layer. They enhance as supercriticality rises. For a homogeneous medium we recorded a sharp increase in the heat flux with rising supercriticality. It is associated with the penetration of convective motion into a porous layer and enhancement of heat transfer from the lower hot wall of the cavity.

Keywords: nonlinear convection regimes; an inhomogeneous porous medium; superposed fluid and porous layers

Received 12.08.2017; accepted 02.10.2017

doi: 10.17072/1994-3598-2017-3-22-30

1. Введение

При подогреве снизу конвекция в слое пористой среды, насыщенной однокомпонентной жидкостью, в поле силы тяжести возбуждается пороговым образом [1–5]. Возмущения механического равновесия в слоях при определенных условиях нагрева начинают монотонно нарастать. Равновесие теряет устойчивость пороговым образом. Возникающее движение жидкости приводит к усилению теплопереноса от горячей нижней стенки слоя по сравнению с теплопроводной передачей тепла. Дополнительный слой жидкости над пористой средой влияет на характер неустойчивости равновесия, а также на режимы конвекции, устанавливающиеся в системе с ростом надкритичности.

Конвективное движение в двух- или трехслойных системах, включающих однородную пористую среду, исследовалось в [6–16]. В зависимости от параметров системы (отношения толщин жидкого и пористого слоев, числа Дарси, отношения теплопроводностей и др.) конвекция может возбуждаться в виде валов меньшей или большей длины волны [6–14]. Коротковолновые валы локализуются, главным образом, в слое жидкости и слабо проникают в пористую среду. Длинноволновые валы охватывают всю систему в целом. Изменение теплового потока с ростом надкритичности сильно зависит от вида движения жидкости. Когда конвекция зарождается в жидком слое при достаточно большой его относительной толщине, число Нуссельта слабо меняется с повышением надкритичности [15]. При малых толщинах жидкого слоя

конвективное движение возникает во всей системе, и наблюдается заметное усиление теплопереноса с ростом надкритичности. В этом случае с повышением надкритичности возможны также колебания, связанные с образованием дополнительных вихрей в жидком слое и обусловленные конкуренцией двух видов движений [16].

Линейная задача устойчивости механического равновесия жидкости в двухслойной системе, содержащей неоднородную пористую среду, рассматривалась в работах [17, 18]. Показано, что изменение свойств среды – пористости и проницаемости – оказывает большее влияние на длинноволновые возмущения, проникающие в оба слоя. Порог устойчивости равновесия для коротковолновых возмущений, охватывающих жидкий слой, слабо зависит от изменения свойств среды. Развитые конвективные режимы в данной системе мало изучены.

В нашей работе численно исследуются характер возбуждения и нелинейные режимы конвекции в слоях жидкости и неоднородной пористой среды, насыщенной жидкостью. Двухслойная система подогревается снизу в поле силы тяжести. Определяются структуры течения жидкости и зависимости числа Нуссельта от надкритичности при изменении пористости и проницаемости среды.

2. Постановка задачи

Рассмотрим горизонтальный слой однокомпонентной жидкости и расположенный под ним слой пористой среды, насыщенной той же жидкостью

(рис. 1). Слои подогреваются снизу в поле силы тяжести. На внешних границах задаются постоянные и разные температуры.

Пористая среда моделируется системой сфер. Ее проницаемость определяется по формуле Кармана-Козени: $K = D^2 m^3 / 180(1-m)^2$, где D – диаметр сфер, m – пористость среды [19, 20]. Пористый слой считается неоднородным в вертикальном направлении вдоль оси z . Его пористость m является линейной функцией z : $m(z) = m_i + m_z z / h_m$, где m_i – пористость вблизи границы раздела слоев, m_z – безразмерный градиент пористости.



Рис. 1. Двухслойная система, подогреваемая снизу в поле силы тяжести

Движение жидкости в слоях описывается уравнениями конвекции в приближении Буссинеска [1, 2]. Фильтрация жидкости в порах подчиняется закону Дарси [2]. Уравнения движения, теплопроводности и неразрывности в жидком слое имеют вид:

$$\frac{\varepsilon}{\text{Pr}_m} \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + b(\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} \right) = -\nabla p_f + \varepsilon \Delta \mathbf{v} + R_m T \gamma, \quad (1)$$

$$\frac{\kappa}{b} \frac{\partial T}{\partial t} + \kappa(\mathbf{v} \nabla) T = \Delta T, \quad \text{div } \mathbf{v} = 0, \quad (2)$$

в пористом слое

$$\frac{\varepsilon}{m(z) \text{Pr}_m} \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = -\nabla p_m - \frac{\mathbf{u}}{\Pi(z)} + R_m \mathcal{G} \gamma, \quad (3)$$

$$B(z) \frac{\partial \mathcal{G}}{\partial t} + (\mathbf{u} \nabla) \mathcal{G} = \text{div}(H(z) \nabla \mathcal{G}), \quad \text{div } \mathbf{u} = 0. \quad (4)$$

Внешние границы двухслойной системы твердые и изотермические. На них выполняются условия прилипания и непроницаемости:

$$\begin{aligned} z = d: \quad & \mathbf{v} = 0, \quad T = T_f, \\ z = -1: \quad & \mathbf{u} \cdot \gamma = 0, \quad T = T_m. \end{aligned} \quad (5)$$

Граница раздела слоев плоская. Задаются условия равенства температур и тепловых потоков, непрерывностей нормальных скоростей и давлений, условие скачка тангенциальной компоненты скорости жидкости. Последнее условие предложено в [6] и применяется для сред с небольшой проницаемостью. В таких средах средний размер пор зна-

чительно меньше толщины пористого скелета ($\sqrt{K} \ll h_m$). Скорость в жидком слое мала по сравнению со скоростью фильтрации в пористом слое и можно считать, что тангенциальная компонента скорости жидкости при переходе через границу раздела меняется скачком:

$$\begin{aligned} z = 0: \quad & T = \mathcal{G}, \quad \frac{\partial T}{\partial z} = \kappa \frac{\partial \mathcal{G}}{\partial z}, \\ & p_f = p_m, \quad \mathbf{v}_z = \mathbf{u}_z, \quad \mathbf{v}_x = 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Условие $\mathbf{v}_x = 0$ является модельным и не учитывает изменения тангенциальной скорости вблизи границы раздела сред. Непрерывное изменение тангенциальной скорости задается, например, в условии Биверса-Джозефа [2], полученном экспериментально для плоскопараллельного течения однородной жидкости над пористой средой:

$$\frac{\partial \mathbf{v}_x}{\partial z} = \frac{\alpha_{BJ}}{K^{1/2}} (\mathbf{v}_x - \mathbf{u}_x),$$

где α_{BJ} – эмпирическая константа.

Основным преимуществом условия $\mathbf{v}_x = 0$ по сравнению с условием Биверса-Джозефа является отсутствие дополнительных параметров, значение которых нужно находить в эксперименте. Поскольку проницаемость пористой среды, как правило, мала, применение двух этих условий приводит к количественному изменению порога устойчивости равновесия в слоях. Качественно нейтральные кривые устойчивости останутся бимодальными [16]. Изменение параметра α_{BJ} повлияет, прежде всего, на коротковолновые возмущения равновесия, локализованные в слое жидкости. Порог устойчивости относительно длинноволновых возмущений, проникающих в пористую среду, слабо зависит от выбора условия на границе раздела слоев [16].

В безразмерных уравнениях (1)–(4) и граничных условиях (5)–(6) выбраны масштабы длины h_m и времени bh_m^2 / χ_{eff} . Для скоростей \mathbf{v} , \mathbf{u} в жидком и пористом слоях, давлений p_f , p_m и температур T , \mathcal{G} масштабы определены, соответственно, χ_{eff} / h_m , $\rho_f \nu_f \chi_{eff} / K_i$, $A_m h_m$.

Задача содержит следующие безразмерные параметры: число Релея $R_m = g \beta K_i h_m^2 A_m / (\nu_f \chi_{eff})$, число Прандтля $\text{Pr}_m = b \nu_f / \chi_{eff}$, число Дарси $\varepsilon = K_i / h_m^2$, отношение толщин жидкого и пористого слоев $d = h_f / h_m$, отношение теплопроводностей $\kappa = \kappa_m / \kappa_f$ и теплоемкостей $b = (\rho C)_{m_i} / (\rho C)_f$ пористого и жидкого слоев при $m(z) = m_i$. Здесь свойства сред: ρ_f , ν_f – плотность и кинематическая вязкость жидкости, β – тепловой

коэффициент объемного расширения жидкости, $\chi_{eff} = \kappa_{m_i} / (\rho C)_f$ – эффективная температуропроводность пористого слоя, $K_i = D^2 m_i^3 / 180(1 - m_i)^2$ – проницаемость пористой среды вблизи границы раздела слоев.

Свойства насыщенного жидкостью пористого слоя зависят от вертикальной координаты и задаются функциями:

$$\begin{aligned} m(z) &= m_i + m_z z, & K(z) &= K_i \Pi(z), \\ b(z) &= b B(z), & \chi_{eff}(z) &= \chi_{eff} H(z), \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} \Pi(z) &= (m_i + m_z z)^3 / K_i (1 - m_i - m_z z)^2, \\ B(z) &= 1 + \delta_1 m_z z, & H(z) &= 1 + \delta_2 m_z z. \end{aligned}$$

Различия в тепловых свойствах жидкости и твердого скелета пористой среды определяются коэффициентами:

$$\begin{aligned} \delta_1 &= \{(\rho C)_f - (\rho C)_s\} / (\rho C)_m, \\ \delta_2 &= (\kappa_f - \kappa_s) / \kappa_m. \end{aligned}$$

3. Метод решения

В рассматриваемой системе возможно механическое равновесие жидкости. Состояние равновесия характеризуется нулевой скоростью и линейными профилями температуры в слоях:

$$\begin{aligned} \bar{T}(z) &= -\tilde{\kappa}(z - d) - \theta, \\ \bar{\vartheta}(z) &= -(z + 1)(1 - m_z \delta_2 z / 2) + \theta, \end{aligned} \quad (8)$$

где $\theta = T_m / A_m h_m = -T_f / A_m h_m = (1 + \tilde{\kappa}d) / 2$, A_m – постоянная часть равновесного градиента температуры поперек пористого слоя, $\tilde{\kappa} = \kappa(1 - m_z \delta_2 / 2)$.

Возмущения равновесного состояния при определенном критическом числе Релея вызывают конвекцию в виде периодических вдоль горизонтальной оси x валов с волновым числом k . С ростом надкритичности наблюдаются нелинейные конвективные режимы. Найдем периодические вдоль оси x решения и разложим поля скорости, температуры и давления в ряд Фурье в жидком слое [15]:

$$\mathbf{v}_z(x, z, t) = \sum_{j=1}^N \mathbf{v}_z(z, t) \cos(jkx), \quad (9)$$

$$\mathbf{v}_x(x, z, t) = \sum_{j=1}^N \mathbf{v}_x(z, t) \sin(jkx), \quad (10)$$

$$p_f(x, z, t) = \sum_{j=1}^N p_f(z, t) \cos(jkx), \quad (11)$$

$$T(x, z, t) = T_0(z, t) + \sum_{j=1}^N T(z, t) \cos(jkx), \quad (12)$$

в пористом слое:

$$\mathbf{u}_z(x, z, t) = \sum_{j=1}^N \mathbf{u}_z(z, t) \cos(jkx), \quad (13)$$

$$\mathbf{u}_x(x, z, t) = \sum_{j=1}^N \mathbf{u}_x(z, t) \sin(jkx), \quad (14)$$

$$p_m(x, z, t) = \sum_{j=1}^N p_m(z, t) \cos(jkx), \quad (15)$$

$$\mathcal{G}(x, z, t) = \mathcal{G}_0(z, t) + \sum_{j=1}^N \mathcal{G}(z, t) \cos(jkx). \quad (16)$$

Подставляя разложения (9)–(16) в уравнения (1)–(4) и граничные условия (5)–(6), исключая давление и горизонтальную компоненту скорости и применяя метод Галеркина, приходим к системе уравнений для амплитуд полей. Полученная система решалась с использованием явной конечно-разностной схемы. Производные аппроксимировались центральными разностями. Расчеты проводились с шагом по оси z равным 0.01. В качестве начального приближения выбраны функции (8). Число функций в разложениях (9)–(16) определялось из отношения волновых чисел для критических коротковолновых и длинноволновых возмущений, соответствующих минимумам нейтральной кривой. При $m_z = 0$ или $m_z = 0.2$ достаточно было 9 функций (см. рис. 2). При $m_z = -0.2$ в расчетах мы использовали 11 функций. Линейная задача устойчивости решалась методом стрельбы. Пороговые значения числа Релея, полученные двумя разными методами, отличаются на 4-5 % для коротковолновой моды и на 2 % для длинноволновой моды конвекции.

В качестве модельной среды выбрана двухслойная система «вода – стеклянные сферы» с параметрами [9, 21]: $m_i = 0.5$, $\varepsilon = 10^{-5}$, $\kappa_i = 1.43$, $b = 0.73$, $\text{Pr}_m = 3.61$, $\delta_1 = 0.54$, $\delta_2 = -0.60$, $d = 0.16$. Отношение толщины пористого слоя к диаметру сфер h_m / D равно 16.

4. Результаты

Конвекция в подогреваемой снизу системе горизонтальных слоев жидкости и насыщенной пористой среды в поле силы тяжести возникает пороговым образом. На рис. 2 изображены нейтральные кривые устойчивости равновесия жидкости при отношении толщин слоев $d = 0.16$ и различных значениях градиента пористости m_z . Когда пористость возрастает с глубиной ($m_z = -0.2$), конвективное движение возбуждается в виде валов большей длины волны, проникающих в пористую среду (кривая 1, рис. 2). Если пористость слоя убывает с глубиной ($m_z = 0.2$), наиболее опасными будут возмущения с меньшей длиной волны, локализующиеся в жидком слое (кривая 3, рис. 2). При промежуточных значениях m_z нейтральные кривые бимодальны (кривая 2, рис. 2). Они имеют

два минимума с близкими критическими числами Релея. Волновые числа при этом отличаются практически в 10 раз.

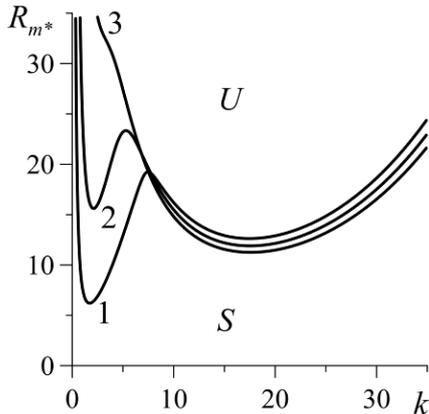


Рис. 2. Нейтральные кривые устойчивости равновесия при $d = 0.16$ и различных значениях градиента пористости m_z : -0.2 (кривая 1), 0 (кривая 2), 0.2 (кривая 3). S – область устойчивости, U – область неустойчивости

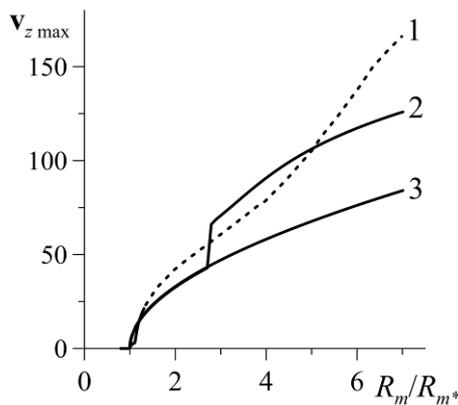


Рис. 3. Максимальная по модулю z -компонента скорости жидкости в зависимости от надкритичности при различных значениях градиента пористости m_z : -0.2 (кривая 1), 0 (кривая 2), 0.2 (кривая 3). Стационарные решения показаны сплошными линиями, колебательное решение – штриховой линией

На рис. 3 и 4 показаны максимальная по модулю z -компонента скорости жидкости и число Нуссельта в зависимости от надкритичности R_m/R_m^* при разных градиентах пористости. При $m_z = -0.2$ неустойчивость равновесия связана с развитием длинноволновых возмущений, проникающих в оба слоя. Конвективное движение возбуждается монотонно (сплошная кривая 1, рис. 3). С увеличением надкритичности R_m/R_m^* от 1.3 до 3.4 фиксируется колебательный режим конвекции (штриховая кривая 1, рис. 3). Колебания происходят с одной частотой (рис. 5). Они обусловлены образованием дополнительных вихрей в жидком слое в области восходящего потока (рис. 7а). Поток тепла от нижней горячей стенки пористого слоя характеризует-

ся числом Нуссельта и возрастает монотонно с ростом надкритичности при $1 < R_m/R_m^* < 3.4$ (сплошная кривая 1, рис. 4).

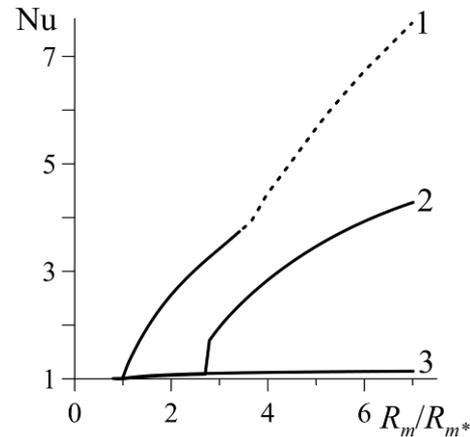


Рис. 4. Число Нуссельта в зависимости от надкритичности при различных значениях градиента пористости m_z : -0.2 (кривая 1), 0 (кривая 2), 0.2 (кривая 3). Стационарные решения показаны сплошными линиями, колебательное решение – штриховой линией

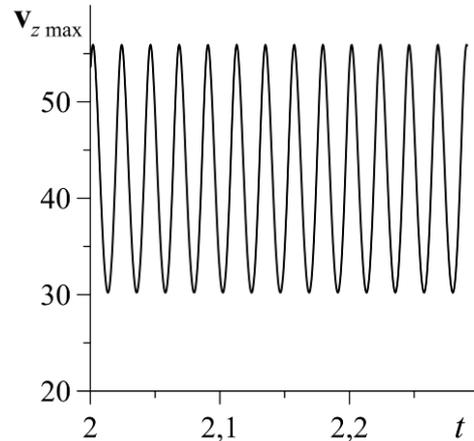


Рис. 5. Временная эволюция максимальной по модулю z -компоненты скорости жидкости при $m_z = -0.2$ и $R_m/R_m^* = 2$

При $R_m/R_m^* > 3.4$ характер изменения скорости и числа Нуссельта меняется. Наблюдается многократный колебательный режим конвекции (рис. 6а). Дополнительные вихри в жидком слое возникают как в области восходящего, так и в области нисходящего потоков (рис. 7б). Тепловой поток усиливается с ростом надкритичности колебательным образом (штриховая кривая 1, рис. 4). Временная эволюция числа Нуссельта показана на рис. 6б.

При $d = 0.16$ в системе с однородной пористостью ($m_z = 0$) и с пористостью, которая убывает с глубиной ($m_z = 0.2$), конвекция зарождается в виде коротковолновых валов, локализованных в жидком слое. С увеличением надкритичности фиксируются стационарные конвективные режимы (рис. 8, 9).

Скорость жидкости и число Нуссельта возрастают монотонно с ростом R_m / R_{m^*} (кривые 2, 3, рис. 3,4).

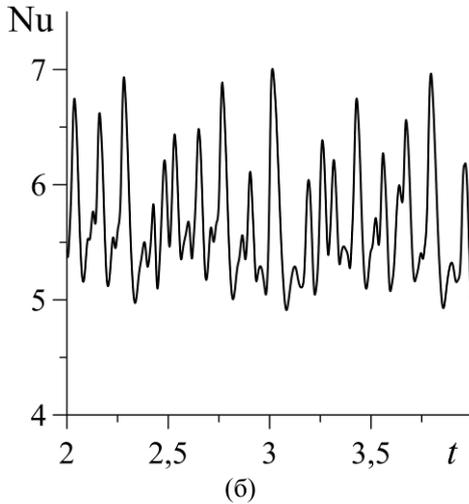
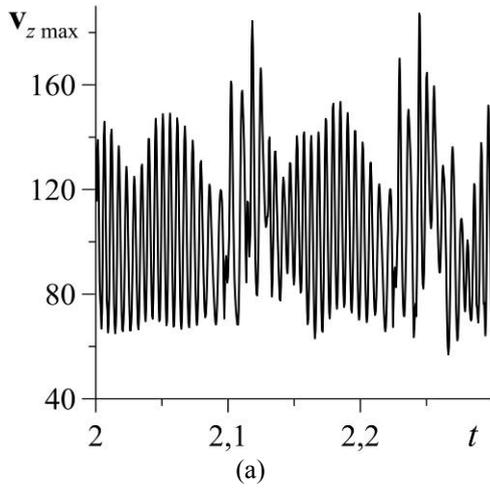


Рис. 6. Временная эволюция: а) – максимальной по модулю z -компоненты скорости жидкости; б) – числа Нуссельта при $m_z = -0.2$ и $R_m / R_{m^*} = 5$

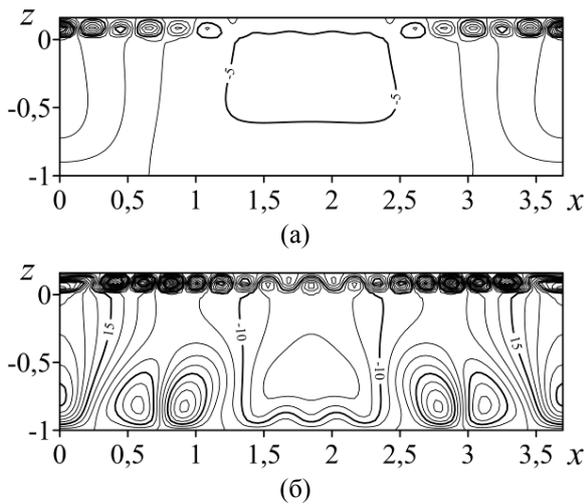


Рис. 7. Линии постоянного значения z -компоненты скорости жидкости в фиксированный момент времени $t = 2.3$ при $m_z = -0.2$ и разных надкритичностях: а) – $R_m / R_{m^*} = 2$; б) – $R_m / R_{m^*} = 5$. Линии построены с одинаковым интервалом 5

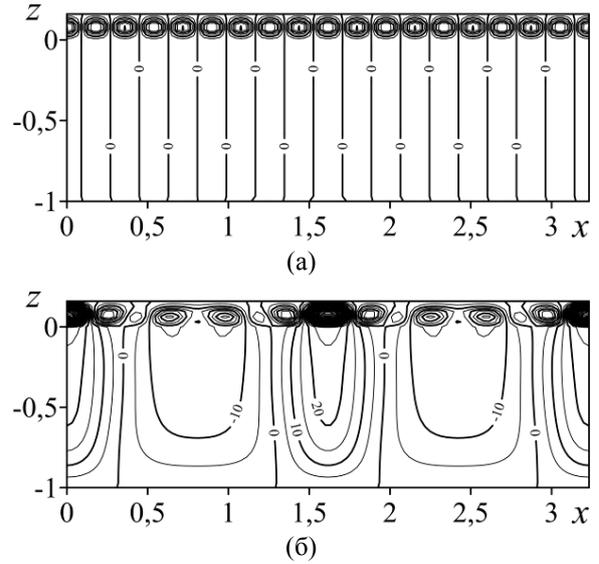


Рис. 8. Линии постоянного значения z -компоненты скорости жидкости при $m_z = 0$ и разных надкритичностях: а) – $R_m / R_{m^*} = 2$; б) – $R_m / R_{m^*} = 5$. Линии построены с одинаковым интервалом 5

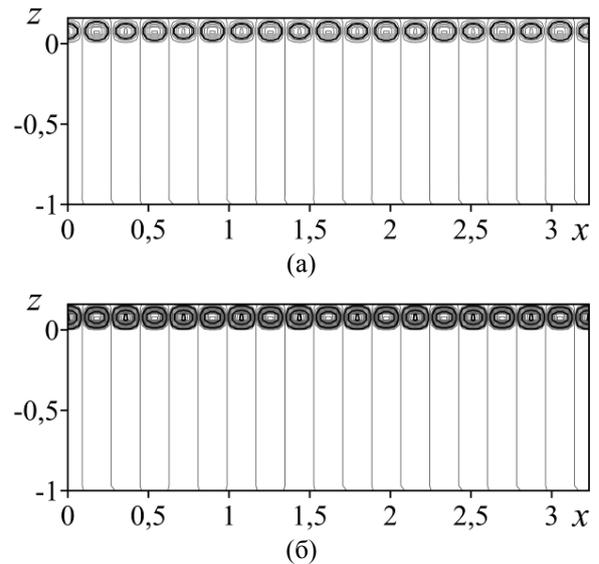


Рис. 9. Линии постоянного значения z -компоненты скорости жидкости при $m_z = 0.2$ и разных надкритичностях: а) – $R_m / R_{m^*} = 2$; б) – $R_m / R_{m^*} = 5$. Линии построены с одинаковым интервалом 5

В случае однородной пористости тепловой поток поперек слоев претерпевает скачок при $R_m / R_{m^*} = 2.75$ (кривая 2, рис. 4). Резкое изменение теплового потока происходит, когда вихри малой длины волны, возникшие в жидком слое (рис. 8, а), с ростом R_m / R_{m^*} начинают проникать в пористую среду (рис. 8, б). В системе с $m_z = 0.2$ повышение надкритичности приводит только к интенсификации течения в пределах жидкого слоя (рис. 9).

Отметим, что в более ранней работе [16], где изучались возбуждение и нелинейные режимы конвекции в слое жидкости, частично заполненном

однородной пористой средой, резкий скачок теплового потока не наблюдался. Повышение числа Нуссельта с ростом надкритичности, обусловленное проникновением течения в пористую среду, происходило плавно. Авторы работы рассматривали пористую среду с достаточно большим числом Дарси (порядка 10^{-3}). Изменения конвективных параметров в такой среде сглажены.

В [16] были также обнаружены колебания функции тока для случая однородной пористой среды с большой относительной толщиной. Они связаны с образованием дополнительных вихрей в жидком слое. Однако колебаний теплового потока не было зафиксировано.

5. Заключение

Исследованы характер возбуждения и режимы конвекции в подогреваемом снизу горизонтальном слое жидкости, частично заполненном пористой средой, в поле силы тяжести. Свойства пористой среды – проницаемость и пористость – неоднородны в вертикальном направлении. Среда делит слой на две части. Движение жидкости в каждой из них описывается уравнениями конвекции в приближении Буссинеска. Фильтрация жидкости в пористом слое подчиняется закону Дарси.

Нелинейная конвективная задача решалась методами Галеркина и конечных разностей. Численное моделирование линейной задачи устойчивости механического равновесия жидкости в слоях проводилось на основе метода стрельбы. Значения чисел Релея, соответствующие порогу возникновения конвекции и полученные двумя разными способами, совпадают с точностью от 2 до 5 %.

Определены зависимости числа Нуссельта от надкритичности R_m / R_{m*} (где R_{m*} – пороговое число Релея) при отношении толщин слоев $d = 0.16$ и разных значениях безразмерного градиента пористости m_z . Число Нуссельта характеризует поперечный поток тепла от нижней горячей стенки полости. В случае, когда пористость растёт с глубиной при $m_z = -0.2$, конвекция возбуждается монотонно, в виде валов большей длины волны. Они охватывают пористый слой и слой жидкости над ним. С ростом надкритичности наблюдаются колебательные режимы конвекции. Колебания связаны с образованием дополнительных вихрей в жидкости над пористым скелетом.

В системе с однородной пористой средой ($m_z = 0$) и средой, пористость которой убывает с глубиной при $m_z = 0.2$, конвекция возникает в виде валов меньшей длины волны в жидком слое. Фиксируются стационарные конвективные режимы. При $m_z = 0.2$ движение жидкости слабо проникает в поры даже при достаточно больших надкритичностях. При $m_z = 0$ и $R_m / R_{m*} = 2.75$ число Нуссельта резко возрастает. Это изменение обуслов-

лено возбуждением течения в пористой среде и усилением теплового потока.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-31-60004 мол_а_дк.

Список литературы

1. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 с.
2. Nield D., Bejan A. Convection in Porous Media. USA: Springer, 2013. 778 p.
3. Katto Y., Matsuoka T. Criterion for onset of convective flow in a fluid in a porous medium // International Journal of Heat Mass Transfer. 1967. Vol. 10. P. 297–309. DOI: 10.1016/0017-9310(67)90147-0
4. Глухов А. Ф., Путин Г. Ф. Экспериментальное исследование конвективных структур в насыщенной жидкостью пористой среде вблизи порога неустойчивости механического равновесия // Гидродинамика. 1999. Вып. 12. С. 104–119.
5. Глухов А. Ф., Любимов Д. В., Путин Г. Ф. Конвективные движения в пористой среде вблизи порога неустойчивости // Доклады Академии наук СССР. 1978. Т. 236. № 3. С. 549–551.
6. Любимов Д. В., Муратов И. Д. О конвективной неустойчивости в слоистой системе // Гидродинамика. 1977. Т. 10. С. 38–46.
7. Chen F., Chen C. F. Onset of finger convection in a horizontal porous layer underlying a fluid layer. // ASME Journal of Heat Transfer. 1988. Vol. 110. N. 2. P. 403–409. DOI: 10.1115/1.3250499
8. Chen F. and Chen C. F. Experimental investigation of convective stability in a superposed fluid and porous layer when heated from below // Journal of Fluid Mechanics. 1989. Vol. 207. P. 311–321. DOI: 10.1017/S0022112089002594
9. Prasad V. Flow instabilities and heat transfer in fluid overlying horizontal porous layers // Experimental Thermal and Fluid Science. 1993. Vol. 6. P. 135–146. DOI: 10.1016/0894-1777(93)90023-C
10. Zhao P., Chen C. F. Stability analysis of double-diffusive convection in superposed fluid and porous layers using a one-equation model // International Journal of Heat Mass Transfer. 2001. Vol. 44. P. 4625–4633. DOI: 10.1016/S0017-9310(01)00102-8
11. Любимов Д. В., Любимова Т. П., Муратов И. Д. Конкуренция длинноволновой и коротковолновой неустойчивости в трехслойной системе // Гидродинамика. 2002. Вып. 13. С. 121–127.
12. Lyubimov D. V., Lyubimova T. P., Muratov I. D. Numerical study of the onset of convection in a horizontal fluid layer confined between two porous

- layers // Proceedings of International Conference "Advanced Problems in Thermal Convection". 2004. P. 105–109.
13. Hirata S. C., Goyeau B., Gobin D. Stability of thermosolutal natural convection in superposed fluid and porous layers // *Transport in Porous Media*. 2009. Vol. 78. P. 525-536. DOI: 10.1007/s11242-008-9322-9
 14. Hill A. A., Carr M. Nonlinear stability of the one-domain approach to modelling convection in superposed fluid and porous layers // Proceedings of the Royal Society A. 2010. Vol. 466. N. 2121. P. 2695-2705. DOI: 10.1098/rspa.2010.0014
 15. Chen F., Chen C. F. Convection in superposed fluid and porous layers // *Journal of Fluid Mechanics*. 1992. Vol. 234. P. 97-119. DOI: 10.1017/S0022112092000715
 16. Kolchanova E., Lyubimov D., Lyubimova T. The onset and nonlinear regimes of convection in a two-layer system of fluid and porous medium saturated by the fluid // *Transport in Porous Media*. 2013. Vol. 97. N. 1. P. 25–42. DOI: 10.1007/s11242-012-0108-8
 17. Chen F., Hsu L. H. Onset of thermal convection in an anisotropic and inhomogeneous porous layer underlying a fluid layer // *Journal of Applied Physics*. 1991. Vol. 69. P. 6289. DOI: 10.1063/1.348827
 18. Si-Cheng Z., Qiu-Sheng L., Henri N.-T., Bernard B. Gravity-driven instability in a liquid film overlying an inhomogeneous porous layer // *Chinese Physics Letters*. 2011. Vol. 28. N. 2. P. 024702. DOI: 10.1088/0256-307X/28/2/024702
 19. Carman P. C. Fluid flow through granular beds // *Transactions of the Institution of Chemical Engineers*. 1937. Vol. 15. P. S32–S48.
 20. Fand R. M., Kim B. Y. K., Lam A. C. C., Phan R. T. Resistance to the flow of fluids through simple and complex porous media whose matrices are composed of randomly packed spheres // *Journal of Fluids Engineering*. 1987. Vol. 109. P. 268–273. DOI: 10.1115/1.3242658
 21. Bejan A. *Convection Heat Transfer*. New York: Wiley, 2013. 658p.
 4. Glukhov A. F., Putin G. F. *Experimental'noe issledovanie konvektivnih struktur v nasischenoi zhidkost'u poristoi srede vblizi poroga neustoichivosti mehanicheskogo ravnovesiya* (Experimental study of the convective structures in a porous medium saturated with the fluid near the onset of instability of the mechanical equilibrium). *Gidrodinamica (Hydrodynamics)*, 1999, vol. 12, pp. 104–119. (In Russian)
 5. Glukhov A. F., Lyubimov D. V., Putin G. F. Convective motions in a porous medium near the equilibrium instability threshold. *Soviet Physics Doklady*, 1978, vol. 23, pp. 28-32.
 6. Lyubimov D. V., Muratov I. D. O konvektivnoi neustoichivosti v sloistoi sisteme (On convective instability in a layered system). *Gidrodinamica (Hydrodynamics)*, 1977, vol. 10, pp. 38–46. (In Russian)
 7. Chen F., Chen C. F. Onset of finger convection in a horizontal porous layer underlying a fluid layer. *ASME Journal of Heat Transfer*, 1988, vol. 110, no. 2, pp. 403–409. DOI: 10.1115/1.3250499
 8. Chen F. and Chen C. F. Experimental investigation of convective stability in a superposed fluid and porous layer when heated from below. *Journal of Fluid Mechanics*, 1989, vol. 207, pp. 311–321. DOI: 10.1017/S0022112089002594
 9. Prasad V. Flow instabilities and heat transfer in fluid overlying horizontal porous layers. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 1993, vol. 6, pp. 135–146. DOI: 10.1016/0894-1777(93)90023-C
 10. Zhao P., Chen C. F. Stability analysis of double-diffusive convection in superposed fluid and porous layers using a one-equation model. *International Journal of Heat Mass Transfer*, 2001, vol. 44, pp. 4625–4633. DOI: 10.1016/S0017-9310(01)00102-8
 11. Lyubimov D. V., Lyubimova T. P., Muratov I. D. Konkurenciya dlinnovolnovoi i korotkovolnovoi neustoichivosti v trehsloinoi sisteme [Competition of long-wave and short-wave instabilities in three-layer system] *Gidrodinamica (Hydrodynamics)*, 2002, no. 13, pp. 121-127. (In Russian)
 12. Lyubimov D. V., Lyubimova T. P., Muratov I. D. Numerical study of the onset of convection in a horizontal fluid layer confined between two porous layers. *Proceedings of International Conference "Advanced Problems in Thermal Convection"*, 2004, pp. 105–109.
 13. Hirata S. C., Goyeau B., Gobin D. Stability of thermosolutal natural convection in superposed fluid and porous layers. *Transport in Porous Media*, 2009, vol. 78, pp. 525-536. DOI: 10.1007/s11242-008-9322-9
 14. Hill A. A., Carr M. Nonlinear stability of the one-domain approach to modelling convection in superposed fluid and porous layers. *Proceedings of*

References

1. Gershuni G. Z., Zhukovitskii E. M. *Convective stability of incompressible fluids*. Moscow: Nauka, 1972. 392 p.
2. Nield D., Bejan A. *Convection in Porous Media*. USA: Springer, 2013. 778 p.
3. Katto Y., Matsuoka T. Criterion for onset of convective flow in a fluid in a porous medium. *International Journal of Heat Mass Transfer*, 1967, vol. 10, pp. 297–309. DOI: 10.1016/0017-9310(67)90147-0

- the Royal Society A*, 2010, vol. 466, no. 2121, pp. 2695-2705. DOI: 10.1098/rspa.2010.0014
15. Chen F., Chen C. F. Convection in superposed fluid and porous layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 1992, vol. 234, pp. 97-119. DOI: 10.1017/S0022112092000715
16. Kolchanova E., Lyubimov D., Lyubimova T. The onset and nonlinear regimes of convection in a two-layer system of fluid and porous medium saturated by the fluid. *Transport in Porous Media*, 2013, vol. 97, no. 1, pp. 25-42. DOI: 10.1007/s11242-012-0108-8
17. Chen F., Hsu L. H. Onset of thermal convection in a anisotropic and inhomogeneous porous layer underlying a fluid layer. *Journal of Applied Physics*, 1991, vol. 69, pp. 6289. DOI: 10.1063/1.348827
18. Si-Cheng Z., Qiu-Sheng L., Henri N.-T., Bernard B. Gravity-driven instability in a liquid film overlying an inhomogeneous porous layer. *Chinese Physics Letters*, 2011, vol. 28, no. 2, pp. 024702. DOI: 10.1088/0256-307X/28/2/024702
19. Carman P. C. Fluid flow through granular beds. *Transactions of the Institution of Chemical Engineers*, 1937, vol. 15, pp. S32-S48.
20. Fand R. M., Kim B. Y. K., Lam A. C. C., Phan R. T. Resistance to the flow of fluids through simple and complex porous media whose matrices are composed of randomly packed spheres. *Journal of Fluids Engineering*, 1987, vol. 109, pp. 268-273. DOI: 10.1115/1.3242658
21. Bejan A. *Convection Heat Transfer*. New York: Wiley, 2013. 658p.

Просьба ссылаться на эту статью в русскоязычных источниках следующим образом:

Колчанова Е. А., Колчанов Н. В. Нелинейные режимы конвекции в слое жидкости, частично заполненном неоднородной пористой средой // Вестник Пермского университета. Физика. 2017. № 3 (37). С. 22-30. doi:10.17072/1994-3598-2017-3-22-30

Please cite this article in English as:

Kolchanova E. A., Kolchanov N. V. Nonlinear convection regimes in a fluid layer partially filled with an inhomogeneous porous medium. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2017, no. 3 (37), pp. 22-30. doi: 10.17072/1994-3598-2017-3-22-30