

DOI: [10.7242/1999-6691/2021.14.1.10](https://doi.org/10.7242/1999-6691/2021.14.1.10)

УДК 532.5.013.4

## НЕЛИНЕЙНЫЕ РЕЖИМЫ КОНВЕКЦИИ ТРЕХКОМПОНЕНТНОЙ СМЕСИ В ДВУХСЛОЙНОЙ ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

Н.А. Зубова<sup>1</sup>, Т.П. Любимова<sup>1,2</sup><sup>1</sup>*Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь, Российская Федерация*<sup>2</sup>*Пермский государственный национальный исследовательский университет, Пермь, Российская Федерация*

Численно исследованы возникновение и нелинейные режимы конвекции смеси, состоящей из метана (35%), этана (35%) и бутана (30%), в вытянутой в горизонтальном направлении прямоугольной области пористой среды под действием геотермального градиента. Область имеет твердые, непроницаемые для вещества границы и образована двумя горизонтальными слоями, высоты которых соотносятся как 1:3. Слои характеризуются равной пористостью, но отличаются значениями проницаемости. Величины пористости и проницаемости выбирались близкими к значениям реальных сред, таких как пески, песчаники или известняки. Компоненты анализируемой смеси принадлежат к основным группам химических соединений, присутствующих в почвах нефтегазовых месторождений. Таким образом, описанная конфигурация представляет собой модель углеводородной залежи. Рассмотрены случаи, когда значение проницаемости верхнего слоя выше, чем нижнего, и, наоборот, нижний слой более проницаем, чем верхний. Остальные параметры пористой среды считаются одинаковыми во всей расчетной области. Задача решается в рамках модели Дарси–Буссинеска с учетом эффекта термодиффузии. Прослежена временная эволюция локальных характеристик и структуры формирующегося течения и распределения компонентов смеси. В более проницаемом слое меньшей высоты показан «локальный» характер возникновения конвекции. Именно при таком сочетании высоты и проницаемости в этом слое зарождается течение и, в процессе развития конвекции, оно начинает проникать в менее проницаемый слой, однако центры формирующихся вихрей заметно сдвинуты в сторону более проницаемого слоя. Аналогичное смещение вихрей наблюдается и в толстом слое, если он обладает большей проницаемостью. Однако в этом случае конвекция носит «крупномасштабный» характер.

*Ключевые слова:* конвекция, диффузия, термодиффузия, углеводородные смеси, пористая среда

## NONLINEAR CONVECTION REGIMES OF A TERNARY MIXTURE IN A TWO-LAYER POROUS MEDIUM

N.A. Zubova<sup>1</sup> and T.P. Lyubimova<sup>1,2</sup><sup>1</sup>*Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS, Perm, Russian Federation*<sup>2</sup>*Perm National Research State University, Perm, Russian Federation*

Numerical experiments have been performed to study the onset and nonlinear regimes of convection of a ternary mixture of methane (35%), ethane (35%), and butane (30%) in a horizontally elongated rectangular region of a porous medium under the action of a geothermal gradient. The region has rigid, impermeable boundaries and is divided into two horizontal layers with equal porosity but different permeability and having the heights in ratio 1:3. The values of medium porosity and permeability are chosen close to those of real media, such as sands, sandstones or limestones. The components of the mixture belong to the main groups of chemical compounds present in oil and gas fields. The configuration under study is a model of hydrocarbon field. The calculations are carried out for the cases when the value of permeability of the upper layer is higher than that of the lower one and, conversely, when the lower layer is more permeable than the upper one. The rest of the parameters of the porous medium are considered to be the same in the entire computational domain. The problem is solved within the framework of the Darcy–Boussinesq model taking into account the effect of thermal diffusion. The temporal evolution of the local characteristics of the flow, the structure of the forming flow, and the distribution of the mixture components is evaluated. Analysis of the data shows that in the case of a more permeable narrow layer, the onset of convection has a local character. The flow arises in a more permeable layer and, as soon as convection develops, it begins to penetrate into a less permeable layer. However, the centers of the forming vortices are noticeably shifted towards the more permeable layer. Similar vortex displacements are observed in a thick layer with higher permeability, yet convection, in this case, is of the "large-scale" character.

*Key words:* convection, diffusion, thermal diffusion, hydrocarbon mixtures, porous medium

### 1. Введение

Исследования многокомпонентных смесей, насыщающих пористые среды, достаточно многочисленны и разнообразны по приложениям [1–5]. Представленное в литературе поведение многокомпонентных смесей в пористой среде часто изучается без учета конвекции, либо для пористой среды с однородными свойствами [6–10]. Однако анализ данных разведки нефти и газа показывает наличие тепловых аномалий, которые можно объяснить тепловой конвекцией [11–14]. Большое число работ посвящено разделению смесей в термогравитационной колонне, заполненной пористой средой [8, 15–17]. Из результатов этих исследований следует, что конвекция существенно влияет на распределение компонентов смеси.

Пористая область, состоящая из слоев с различными свойствами, обычно фигурирует в задачах фильтрации подземных вод, где интерес, как правило, вызывает движение фронта концентрации примеси [18]. Структура нефтеносного пласта чаще всего представляет собой некоторую, достаточно сложную,

тектоническую форму, где могут чередоваться насыщенные углеводородами слои, обладающие разной пористостью и проницаемостью [19]. Это, а также сложный состав жидкости, насыщающей пористую среду, являются осложняющими моделирование факторами.

В условиях естественных подземных резервуаров (в задачах подземной фильтрации, миграции углеводородов) становится актуальным учет неоднородности свойств пористой среды [20, 21], которая может быть описана известной формулой Козени–Кармана [22], связывающей проницаемость с пористостью и размером частиц среды. В работе [23] проведено прямое численное моделирование концентрационной конвекции в насыщенной жидкостью пористой среде с анизотропной проницаемостью, которая характеризуется отношением вертикальной и горизонтальной проницаемостей (значений проницаемости поперек и вдоль исследуемой области). Критические значения волнового числа и числа Релея определены для задачи Хортон–Роджерса–Лапвуда с сильной неоднородностью и анизотропией в случае, когда неоднородность обуславливается двухслойностью среды, при этом каждый из составляющих слоев однороден и изотропен в горизонтальной плоскости [24].

В [18, 25–28] неоднородная пористая среда моделируется как область, состоящая из слоев горных пород, имеющих различные значения пористости и проницаемости, причем свойства каждого слоя однородны. Такие задачи, часто использующие топографические сведения и данные о степени проницаемости разных видов пород, решаются в отсутствие тепловой конвекции или в предположении однокомпонентной или однофазной насыщающей их жидкости [5, 18, 27, 29].

Целью настоящей работы является определение влияния неоднородности пористой среды по проницаемости при постоянной пористости на нелинейные режимы конвекции в двуслойной области. Конфигурация рассматриваемой задачи представляет собой модель залежи углеводородного месторождения, и состоит из двух горизонтальных слоев одинаковой пористости и разной проницаемости. В качестве моделируемой смеси использована смесь метана (35%), этана (35%) и бутана (30%) [30]. Компоненты смеси входят в основную группу химических соединений в составе вмещающих пород нефтегазовых месторождений.

## 2. Постановка задачи и методы

Рассмотрим термоконцентрационную конвекцию трехкомпонентной смеси в вытянутой в горизонтальном направлении прямоугольной области пористой среды со сторонами  $L$  и  $H$  ( $L=5H$ ), насыщенной однородной трехкомпонентной смесью. Область разбита на два горизонтальных слоя в пропорции 1:3 по высоте (Рис. 1). Все свойства пористой среды в слоях, за исключением проницаемости, одинаковы.

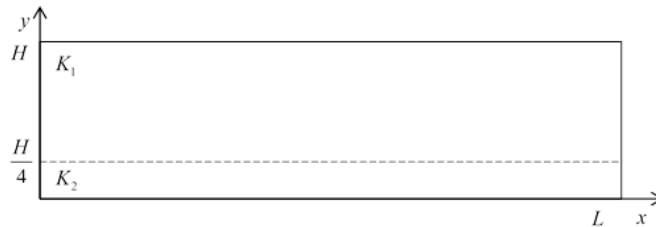


Рис. 1. Геометрия задачи

Для описания состава смеси будем использовать вектор концентраций (массовых долей)  $C = (C_1, C_2)$ , где  $C_1$  и  $C_2$  — концентрации первого и второго компонентов смеси (примесей), а  $C_3 = 1 - C_1 - C_2$  — концентрация третьего компонента (растворителя). Считаем, что плотность смеси линейно зависит от температуры  $T$  и концентраций составляющих ее компонентов  $C$ :

$$\rho = \rho_0(1 - \beta_T(T - T_0) - \mathbf{I} \cdot \mathbf{B}(C - C_0)).$$

Здесь:  $\beta_T = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial T} \Big|_C$  — коэффициент теплового расширения;  $\mathbf{B} = \text{diag}\{\beta_{C_1}, \beta_{C_2}\}$  — диагональная матрица

коэффициентов концентрационного расширения (такая, что  $\beta_{C_i} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial C_i} \Big|_{T, C_j, j=1, 2, j \neq i}$  ( $i = 1, 2$ ));  $\mathbf{I} = (1, 1)$ ;

$\rho_0, C_0 = (C_{10}, C_{20})$  и  $T_0$  — средние значения плотности, вектора концентраций и температуры смеси.

Нестационарные уравнения свободной термоконцентрационной конвекции смеси в пористой среде в рамках модели Дарси–Буссинеска с учетом эффекта термодиффузии имеют вид [22]:  
– в верхнем слое

$$0 = -\frac{1}{\rho_0} \nabla p - \frac{\nu}{K_1} \mathbf{V} - \mathbf{g} (\beta_T (T - T_0) + \mathbf{I} \cdot \mathbf{B} (\mathbf{C} - \mathbf{C}_0)), \quad (1)$$

$$(\rho c)^* \frac{\partial T}{\partial t} + (\rho c)_f \mathbf{V} \cdot \nabla T = \lambda^* \nabla^2 T, \quad (2)$$

$$\varepsilon^* \frac{\partial \mathbf{C}}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{C} = \mathbf{D} \nabla^2 \mathbf{C} + \mathbf{C}_0 (\mathbf{I} - \mathbf{C}_0) \mathbf{D}_T \nabla^2 T, \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0; \quad (4)$$

– в нижнем слое

$$0 = -\frac{1}{\rho_0} \nabla p - \frac{\nu}{K_2} \mathbf{V} - \mathbf{g} (\beta_T (T - T_0) + \mathbf{I} \cdot \mathbf{B} (\mathbf{C} - \mathbf{C}_0)), \quad (5)$$

$$(\rho c)^* \frac{\partial T}{\partial t} + (\rho c)_f \mathbf{V} \cdot \nabla T = \lambda^* \nabla^2 T, \quad (6)$$

$$\varepsilon^* \frac{\partial \mathbf{C}}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{C} = \mathbf{D} \nabla^2 \mathbf{C} + \mathbf{C}_0 (\mathbf{I} - \mathbf{C}_0) \mathbf{D}_T \nabla^2 T, \quad (7)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0. \quad (8)$$

Здесь:  $\mathbf{V}$  — вектор скорости фильтрации;  $p$  — давление;  $\mathbf{g}$  — вектор ускорения свободного падения;  $t$  — время;  $K_1$  и  $K_2$  — проницаемости верхнего и нижнего слоев соответственно;  $\nu$  — кинематическая вязкость;  $\lambda^*$  — эффективная теплопроводность пористой среды;  $(\rho c)^*$  — эффективная теплоемкость пористой среды;  $(\rho c)_f$  — теплоемкость жидкости;  $\varepsilon^*$  — пористость;  $\mathbf{D}$  — матрица коэффициентов молекулярной диффузии смеси;  $\mathbf{D}_T$  — вектор коэффициентов термодиффузии. Уравнения записаны в предположении постоянства вязкости и коэффициентов переноса и при пренебрежении эффектами бародиффузии и диффузионной теплопроводности (эффектом Дюфора).

Полагаем, что исследуемая область имеет твердые, непроницаемые для вещества границы. Боковые границы теплоизолированы, на горизонтальных границах поддерживаются постоянные разные температуры, соответствующие нагреву снизу.

Диагонализация матрицы коэффициентов молекулярной диффузии в исходных уравнениях дает возможность исключить перекрестные диффузионные эффекты и тем самым уменьшить число определяющих параметров задачи. Это преобразование в размерных переменных может быть записано как [31, 32]

$$\mathbf{C} = \mathbf{M} \mathbf{Q}^{-1} \hat{\mathbf{C}}, \quad \mathbf{D}_T = \mathbf{M} \mathbf{Q}^{-1} \hat{\mathbf{D}}_T. \quad (9)$$

Здесь:  $\mathbf{M}$  — матрица, в столбцах которой находятся собственные векторы  $m_i = (m_{i1}, m_{i2})^T$  матрицы  $\mathbf{D}$ ;  $\mathbf{Q} = \text{diag} \{q_1, q_2\}$ , где  $q_i = \beta_i^{-1} (\beta_1 m_{i1} + \beta_2 m_{i2})$ ; индекс «Т» обозначает операцию транспонирования.

Преобразование (9) позволяет привести уравнения (1)–(8) к системе с диагональной матрицей  $\hat{\mathbf{D}}$ , вектором концентрации  $\hat{\mathbf{C}}$  и вектором коэффициентов термодиффузии  $\hat{\mathbf{D}}_T$ :

– для верхнего слоя

$$0 = \frac{1}{\rho_0} \nabla p - \frac{\nu}{K_1} \mathbf{V} - \mathbf{g} (\beta_T (T - T_0) + \mathbf{I} \cdot \mathbf{B} (\hat{\mathbf{C}} - \hat{\mathbf{C}}_0)), \quad (10)$$

$$(\rho c)^* \frac{\partial T}{\partial t} + (\rho c)_f \mathbf{V} \cdot \nabla T = \lambda^* \nabla^2 T, \quad (11)$$

$$\varepsilon^* \frac{\partial \hat{\mathbf{C}}}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \hat{\mathbf{C}} = \hat{\mathbf{D}} \nabla^2 \hat{\mathbf{C}} + \hat{\mathbf{C}}_0 (\mathbf{I} - \hat{\mathbf{C}}_0) \hat{\mathbf{D}}_T \nabla^2 T, \quad (12)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0; \quad (13)$$

– для нижнего слоя

$$0 = \frac{1}{\rho_0} \nabla p - \frac{\nu}{K_2} \mathbf{V} - \mathbf{g} (\beta_T (T - T_0) + \mathbf{I} \cdot \mathbf{B} (\hat{\mathbf{C}} - \hat{\mathbf{C}}_0)), \quad (14)$$

$$(\rho c)^* \frac{\partial T}{\partial t} + (\rho c)_f \mathbf{V} \cdot \nabla T = \lambda^* \nabla^2 T, \quad (15)$$

$$\varepsilon^* \frac{\partial \hat{C}}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \hat{C} = \hat{\mathbf{D}} \nabla^2 \hat{C} + \hat{C}_0 (\mathbf{I} - \hat{C}_0) \hat{\mathbf{D}}_T \nabla^2 T, \quad (16)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0. \quad (17)$$

Выберем в качестве единиц измерения: длины — высоту области  $H$ ; скорости —  $a/H$ , где  $a = \lambda^*/(\rho c)_f$  — эффективная температуропроводность; времени —  $H^2(\rho c)^*/\lambda^*$ ; давления —  $\rho_0 a v/K_1$ ; отклонения температуры от равновесного значения —  $\Delta T$ ; отклонения концентрации от равновесного значения —  $\hat{C}_0(\hat{C}_0 - 1)\Delta T \hat{\mathbf{D}}_T (\hat{\mathbf{D}})^{-1}$ . Уравнения (10)–(17) в безразмерной форме принимают вид:

– для верхнего слоя

$$0 = -\nabla p - \mathbf{V} + \text{Ra} (T + \hat{\psi} \hat{C}) \mathbf{k}, \quad (18)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla T = \nabla^2 T, \quad (19)$$

$$\varepsilon \frac{\partial \hat{C}}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \hat{C} = \text{Le}^{-1} (\nabla^2 \hat{C} - \mathbf{I} \nabla^2 T), \quad (20)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0; \quad (21)$$

– для нижнего слоя

$$0 = -\frac{1}{\gamma} \nabla p - \mathbf{V} + \frac{1}{\gamma} \text{Ra} (T + \hat{\psi} \hat{C}) \mathbf{k}, \quad (22)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla T = \nabla^2 T, \quad (23)$$

$$\varepsilon \frac{\partial \hat{C}}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \hat{C} = \text{Le}^{-1} (\nabla^2 \hat{C} - \mathbf{I} \nabla^2 T), \quad (24)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0. \quad (25)$$

Здесь:  $\text{Ra} = K_1 g \beta_T H \Delta T / (a v)$  — аналог числа Релея для пористой среды, который в дальнейшем для краткости будем называть «число Релея»;  $\hat{\psi} = -\hat{C}_0 (\mathbf{I} - \hat{C}_0) \beta_T^{-1} \mathbf{B} (\hat{\mathbf{D}})^{-1} \hat{\mathbf{D}}_T$  — вектор отношений разделения, который характеризует термодиффузионные свойства смеси;  $\varepsilon = \varepsilon^* (\rho c)_f / (\rho c)^*$  — нормализованная пористость;  $\text{Le} = a (\hat{\mathbf{D}})^{-1}$  — диагональная матрица чисел Льюиса такая, что  $Le_{11} = a / \hat{D}_{11}$ ,  $Le_{22} = a / \hat{D}_{22}$ ;  $\mathbf{k}$  — единичный вертикальный вектор;  $\gamma = K_1 / K_2$  — отношение проницаемостей слоев; для безразмерных переменных сохранены прежние обозначения.

На всех внешних границах поставим условия непроницаемости и отсутствия диффузионного потока вещества, на внешних горизонтальных границах зададим температуру, на вертикальных — отсутствие потока тепла, на границе между слоями — равенство  $x$ -компонент скорости:

$$x = 0, \quad x = 5: \quad V_x = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial \hat{C}}{\partial x} = 0; \quad (26)$$

$$y = 0: \quad V_y = 0, \quad T = 1, \quad \frac{\partial \hat{C}}{\partial y} - \mathbf{I} \frac{\partial T}{\partial y} = 0; \quad (27)$$

$$y = 1: \quad V_y = 0, \quad T = 0, \quad \frac{\partial \hat{C}}{\partial y} - \mathbf{I} \frac{\partial T}{\partial y} = 0; \quad (28)$$

$$y = H/4: \quad V_{1x} = V_{2x}. \quad (29)$$

Ограничимся рассмотрением двумерных течений. Введем функцию тока как  $V_x = \partial \Psi / \partial y$ ,  $V_y = -\partial \Psi / \partial x$ . Уравнения (18)–(25), записанные в терминах функции тока, принимают вид:

– для верхнего слоя

$$\nabla^2 \Psi = \text{Ra} \left( \frac{\partial T}{\partial x} + \hat{\psi} \frac{\partial \hat{C}}{\partial x} \right), \quad (30)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial \Psi}{\partial y} \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{\partial \Psi}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial y} = \nabla^2 T, \quad (31)$$

$$\varepsilon \frac{\partial \hat{C}}{\partial t} + \frac{\partial \Psi}{\partial y} \frac{\partial \hat{C}}{\partial x} - \frac{\partial \Psi}{\partial x} \frac{\partial \hat{C}}{\partial y} = \text{Le}^{-1} (\nabla^2 \hat{C} - I \nabla^2 T); \quad (32)$$

– для нижнего слоя

$$\nabla^2 \Psi = \text{Ra} \left( \frac{\partial T}{\partial x} + \hat{\psi} \frac{\partial \hat{C}}{\partial x} \right), \quad (33)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial \Psi}{\partial y} \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{\partial \Psi}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial y} = \nabla^2 T, \quad (34)$$

$$\varepsilon \frac{\partial \hat{C}}{\partial t} + \frac{\partial \Psi}{\partial y} \frac{\partial \hat{C}}{\partial x} - \frac{\partial \Psi}{\partial x} \frac{\partial \hat{C}}{\partial y} = \text{Le}^{-1} (\nabla^2 \hat{C} - I \nabla^2 T). \quad (35)$$

Граничные условия (26)–(29) в терминах функции тока выглядят так:

$$x=0, \quad x=5: \quad \Psi=0, \quad \frac{\partial T}{\partial x}=0, \quad \frac{\partial \hat{C}}{\partial x}=0; \quad (36)$$

$$y=0: \quad \Psi=0, \quad T=1, \quad \frac{\partial \hat{C}}{\partial y} - I \frac{\partial T}{\partial y} = 0; \quad (37)$$

$$y=1: \quad \Psi=0, \quad T=0, \quad \frac{\partial \hat{C}}{\partial y} - I \frac{\partial T}{\partial y} = 0; \quad (38)$$

$$y=1/4: \quad \frac{\partial \Psi_1}{\partial y} = \gamma \frac{\partial \Psi_2}{\partial y}. \quad (39)$$

В начальный момент времени температуру и концентрации компонентов смеси считаем линейно зависящими от вертикальной координаты (подогрев снизу).

Задача (30)–(39) решалась численно, методом конечных разностей. Пространственные производные аппроксимировались центральными разностями. Нестационарные уравнения приводились к дискретному виду с помощью явной конечно-разностной схемы с постоянным временным шагом, равным  $h_t = h^2/16$ , где  $h$  — шаг по пространству. Функция тока находилась из уравнения Пуассона методом последовательной верхней релаксации.

Вертикальный размер расчетной области составлял 100 м. В обоих слоях значения пористости были одинаковыми и принимались равными  $\varepsilon = 0,2$ . Разность температур между верхней и нижней границами расчетной области соответствовала среднему значению геотермального градиента  $3 \cdot 10^{-2}$  К/м. Тепловые и физические свойства смеси метана, этана и бутана (при  $T_0 = 315$  К,  $p = 7,0 \cdot 10^6$  Па) представлены в таблице. Дополнительные расчеты показали, что в случае однослойной пористой среды высотой  $H$  пороговым

Таблица. Физические свойства смеси [30]

$\rho_0$ , кг/м <sup>3</sup>	450,35	$D_{11} \times 10^9$ , м <sup>2</sup> /с	3,14
$\beta_T$ , К <sup>-1</sup>	$-0,52 \times 10^{-2}$	$D_{12} \times 10^9$ , м <sup>2</sup> /с	-0,77
$\beta_{C_1}$	-1,25	$D_{21} \times 10^9$ , м <sup>2</sup> /с	-0,32
$\beta_{C_2}$	-0,72	$D_{22} \times 10^9$ , м <sup>2</sup> /с	4,68
$\nu$ , м <sup>2</sup> /с	$4,44 \times 10^{-7}$	$D_1^f \times 10^{12}$ , м <sup>2</sup> /(с·К)	-5,13
$a$ , м <sup>2</sup> /с	$10^{-7}$	$D_2^f \times 10^{12}$ , м <sup>2</sup> /(с·К)	-1,35

значением числа Релея является  $Ra \approx 1,3$ . Значения проницаемости среды в одном слое двухслойной области во всех расчетах фиксировались и равнялись  $2,9 \cdot 10^{-15} \text{ м}^2$ , что соответствует  $Ra = 1$  — числу Релея для слоя высотой  $H$ . В этом случае конвекция не возникала. В другом слое значение проницаемости варьировалось и было в 10, 30 или 50 раз выше. Расчеты проведены для соотношений:  $\gamma > 1$  и  $\gamma < 1$ . Выбранные значения пористости и проницаемостей соответствуют данным для песков, известняков, сланцев [33, 34].

### 3. Численные результаты

Для рассматриваемой в настоящей работе трехкомпонентной смеси метана, этана и бутана преобразованные после процедуры диагонализации матриц в (9) значения безразмерных параметров равнялись:  $\psi_1 = 2,4 \cdot 10^{-3}$ ,  $\psi_2 = 0,427$ ,  $Le_{11} = 20,7$ ,  $Le_{22} = 33,4$ . Отношения разделения компонентов смеси  $\psi_1$  и  $\psi_2$  положительны, поэтому при подогреве снизу более легкие компоненты смеси (метан и этан) под действием термодиффузии накапливаются возле нагретой нижней границы исследуемой области, а тяжелый компонент смеси бутан — у холодной верхней границы.

Начнем анализ со случая  $\gamma < 1$ . При этом конвекция должна возникать в нижнем слое, где проницаемость выше, и с течением времени проникать в верхний слой. На рисунке 2а представлена временная эволюция максимального значения модуля функции тока. Как видно, в диапазоне значений чисел Релея, отвечающих неравенству  $\gamma < 1$ , реализуется однотипное развитие конвекции. Сначала наблюдается некоторый бесконвективный период (функция тока практически нулевая), продолжительность которого уменьшается с понижением значения  $\gamma$ . Возникновение конвекции сопровождается резким скачком интенсивности движения. Затем, через ряд перестроек, для которых также характерны скачки интенсивности движения, происходит выход на стационарный режим. Интенсивность движения в стационарном режиме растет с уменьшением отношения  $\gamma$ .

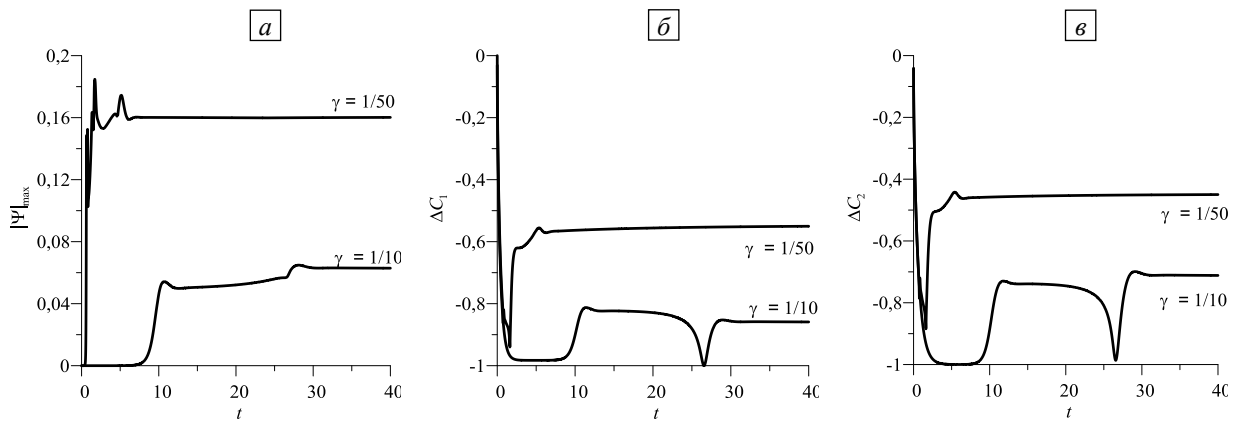


Рис. 2. Временная эволюция максимального значения модуля функции тока в области (а) и разности концентраций первого (б) и второго (в) компонентов смеси между центрами верхней и нижней границ области;  $\gamma < 1$

В течение бесконвективного периода имеет место разделение смеси, близкое к чисто диффузионному (Рис. 2б, в). Так, при  $\gamma < 1$  выходу на плато соответствует максимальное разделение смеси:  $|\Delta C_{1,2}| \approx 1$ . Для более низких значений  $\gamma$  быстро возникающее конвективное движение перемешивает смесь, вследствие чего максимальное разделение смеси значительно уменьшается.

На рисунке 3 представлены структура стационарного течения и распределения концентрации примесей для случая  $\gamma = 1/50$ . Стационарное движение в соответствующем диапазоне значений  $\gamma$  имеет четырехвихревую форму (Рис. 3а), центры сформировавшихся вихрей смещены в слой с большей проницаемостью. Вблизи границы слоев наблюдается изменение кривизны изолиний (Рис. 3а–в).

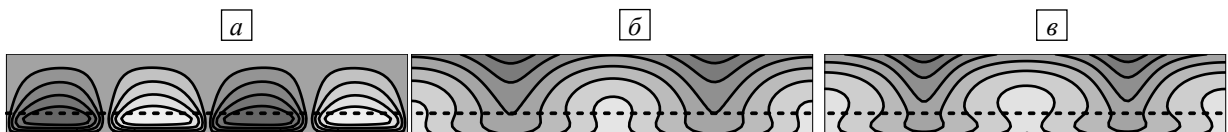


Рис. 3. Изолинии функции тока (а) и концентрации первого (б) и второго (в) компонентов смеси в момент времени  $t = 40$  для случая  $\gamma = 1/50$

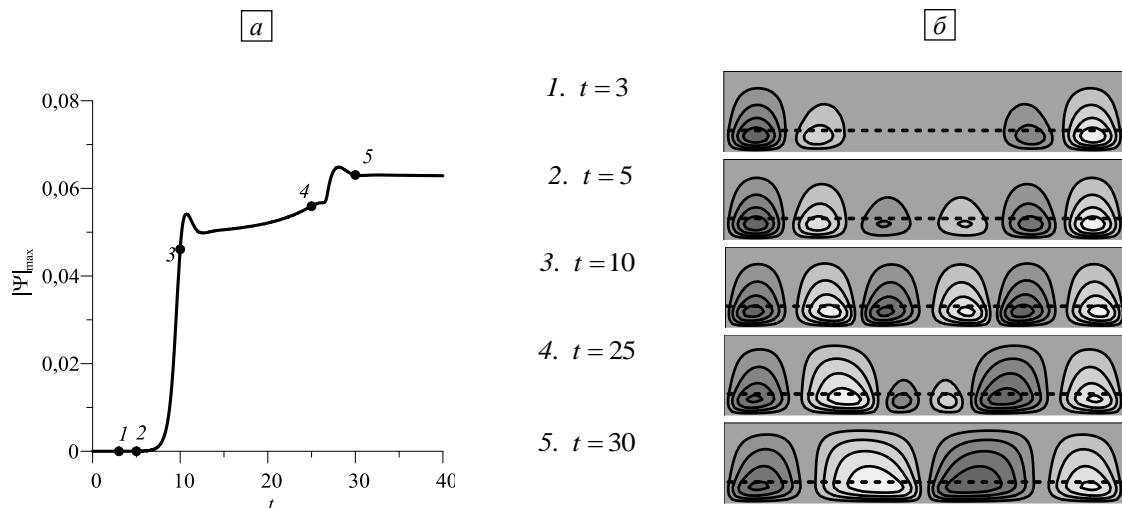


Рис. 4. Временная эволюция максимального значения модуля функции тока в в двухслойной пористой области (а) и изолинии функции тока в разные моменты времени (б);  $\gamma = 1/10$

На примере отношения  $\gamma = 1/10$  рассмотрим процесс формирования четырехвихревого стационарного течения. Дополнительные расчеты показали, что для единственного слоя с параметрами, соответствующими тонкому нижнему слою (соотношение сторон 20:1, высота 25 м, проницаемость  $5,16 \cdot 10^{-15} \text{ м}^2$ ), длина волны наиболее опасных возмущений составляет  $\lambda \approx 0,8$ , а для единственного слоя с параметрами (соотношение сторон 5:1, высота 100 м, проницаемость  $5,84 \cdot 10^{-13} \text{ м}^2$ ) —  $\lambda \approx 1,25$ . Как следует из рисунка 4, еще в бесконвективном периоде возле боковых границ области начинают образовываться конвективные вихри, слабое течение проникает в верхний слой, обладающий меньшей проницаемостью: здесь видно «локальное» возникновение конвекции [22, 35, 36] (Рис. 4а, точки 1, 2; Рис. 4б,  $t = 3$ ,  $t = 5$ ). С развитием неустойчивости число вихрей растет так, что при  $t = 10$  (Рис. 4б) в области наблюдается шестивихревое течение (длина волны  $\lambda \approx 0,8$ ), которое переходит и в верхний слой: конвекция становится «крупномасштабной». После первого пика интенсивности движения (Рис. 4а) два центральных вихря уменьшаются и пропадают (Рис. 4б,  $t = 25$ ,  $t = 30$ ), и движение превращается в четырехвихревое (длина волны  $\lambda \approx 1,25$ ).



Рис. 5. Изолинии функции тока (а) и распределение концентрации первого компонента смеси (б) в момент времени  $t = 1$  при  $\gamma = 1/50$

Более ярко «локальная» конвекция продемонстрирована на рисунке 5 для случая  $Ra_1 = 1$ ,  $Ra_2 = 50$ . В момент времени  $t = 1$  в слое с большей проницаемостью имеет место многовихревое движение, которое почти не проявляется в остальной части области (Рис. 5а). Изолинии концентрации первого компонента смеси также только в этом слое сильно деформированы (Рис. 5б). Со временем движение проникает и в верхнюю часть области (см. Рис. 3).

В случае  $\gamma > 1$  конвекция появляется в верхнем слое с большим значением проницаемости и постепенно захватывает нижний слой. Как видно из рисунка 6, на малых временах здесь так же, как и в случае  $\gamma < 1$ , присутствует бесконвективный период (Рис. 6а), в течение которого происходит близкое к чисто диффузионному разделению компонентов смеси (Рис. 6б, в). В определенный момент времени образуется конвекция, сопровождающаяся сильным скачком интенсивности движения, затем наблюдается колебательный выход на стационарный режим (Рис. 6а). Как видно из сравнения рисунков 2 и 6, время возникновения конвекции значительно короче, а ее интенсивность существенно выше при  $\gamma > 1$ , то есть при захвате конвекцией более высокого верхнего слоя.

Установившееся течение при  $\gamma > 1$  имеет многовихревую форму, причем пространственный масштаб вихрей уменьшается с ростом проницаемости верхнего слоя. Так, при  $\gamma = 10$  и  $\gamma = 30$  структура течения оказывается четырехвихревой, что показано на рисунке 6а для  $\gamma = 10$  в качестве примера, а при  $\gamma = 50$

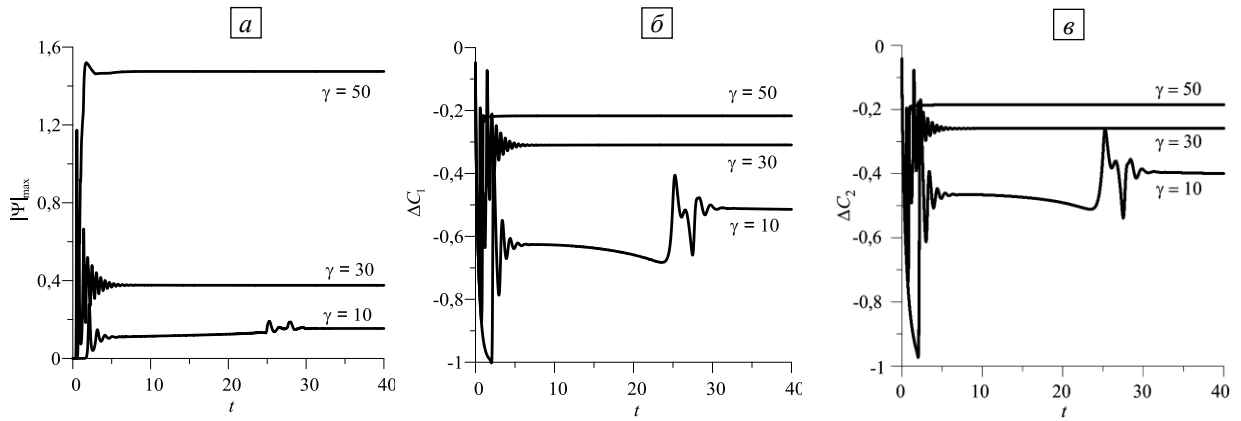


Рис. 6. Временная эволюция максимального значения модуля функции тока в области (а) и разности концентраций первого (б) и второго (в) компонентов смеси между центрами верхней и нижней границ;  $\gamma > 1$

число вихрей увеличивается до шести (Рис. 8а). Изолинии концентрации компонентов смеси значительно деформированы сложным интенсивным течением (Рис. 7б, в); степень их деформации растет при увеличении  $\gamma$  (Рис. 8б, в). Как видно из рисунков 7 и 8, смещение течения в сторону более проницаемого слоя крайне слабое, в отличие от случая  $\gamma < 1$ , что объясняется как относительной высотой слоя, в котором возникает конвекция, так и гравитационным механизмом ее развития.

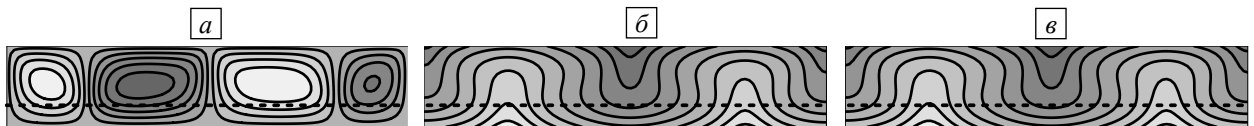


Рис. 7. Изолинии функции тока (а) и концентрации первого (б) и второго (в) компонентов смеси в момент времени  $t = 40$  для случая  $\gamma = 10$

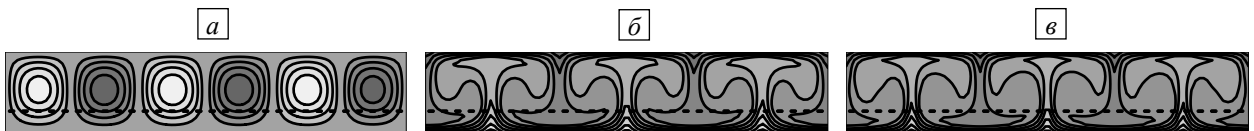


Рис. 8. Изолинии функции тока (а) и концентрации первого (б) и второго (в) компонентов смеси в момент времени  $t = 40$  для случая  $\gamma = 50$

Конвективное течение при  $\gamma > 1$  так же, как и в предыдущем случае, образуется возле боковых границ (Рис. 9а, точка 1, Рис. 9б). Поскольку слой, в котором возникает течение, занимает большую часть расчетной области, эффект зарождения «локальной» конвекции проявляется очень слабо: движение почти сразу проникает в слой с меньшей проницаемостью (Рис. 9б–е). Формирующееся на малых временах

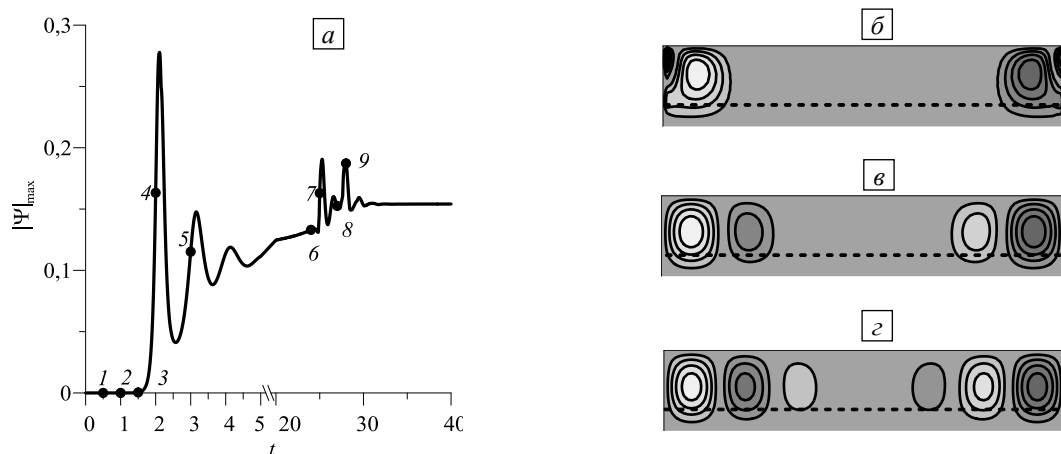


Рис. 9. Фрагмент временной эволюции максимального значения модуля функции тока в области (а) и эволюция структуры функции тока с течением времени: (б)  $t = 0,5$  (точка 1); (в)  $t = 1$  (2); (г)  $t = 1,5$  (3); (д)  $t = 2$  (4); (е)  $t = 3$  (5); (ж)  $t = 24$  (6); (з)  $t = 25$  (7); (и)  $t = 27$  (8); (к)  $t = 28$  (9);  $\gamma = 10$



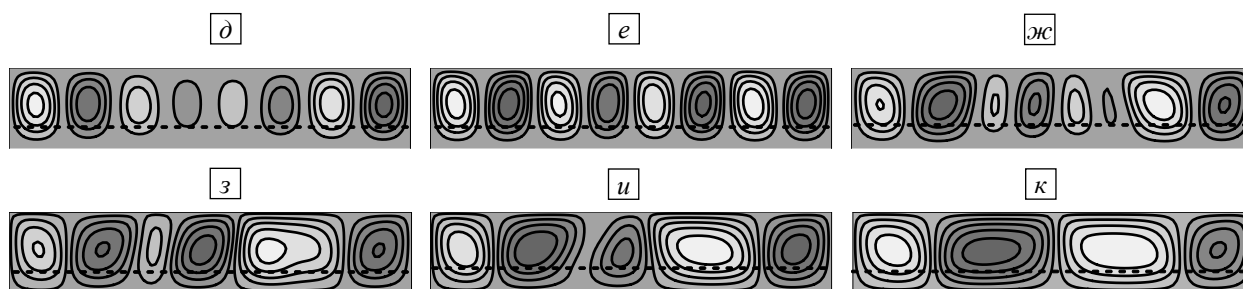


Рис. 9. Продолжение

движение при  $\gamma = 10$  имеет восьмивихревую форму. Как видно на рисунках 6а и 9а, для этих значений чисел Рейля на временах  $t \approx 23-30$  наблюдаются скачки интенсивности течения. На рисунке 9жс–к показана перестройка структуры течения в этот диапазон времени: некоторые вихри сливаются, и течение становится четырехвихревым.

При увеличении значения  $\gamma$  до 30 формирование движения происходит аналогичным образом, но весь процесс его перестройки от восьмивихревого до четырехвихревого начинается сразу после возникновения. При этом на графике временной эволюции максимального значения модуля функции тока наблюдаются затухающие колебания (Рис. 6а). При дальнейшем увеличении числа Рейля в слое с большей проницаемостью до значения  $\gamma = 50$  движение не претерпевает таких перестроек.

#### 4. Заключение

Численно исследованы возникновение и нелинейные режимы конвекции трехкомпонентной смеси метана (35%), этана (35%) и бутана (30%) в вытянутой в горизонтальном направлении прямоугольной области пористой среды. Область в пропорции 1:3 разбита по высоте на два горизонтальных слоя с равной пористостью, но отличающихся проницаемостью. Таким образом, исследуемая конфигурация расчетной области задачи представляет собой модель залежи углеводородного месторождения. Проанализированы случаи, когда значение проницаемости верхнего слоя выше, чем нижнего, и, наоборот, нижний слой более проницаем, чем верхний. Остальные параметры пористой среды считаются одинаковыми. Задача решена в рамках модели Дарси–Буссинеска.

Результаты численного моделирования показывают, что во всем рассмотренном диапазоне параметров наблюдается формирование стационарного течения. Структура установившегося течения четырехвихревая при более проницаемом нижнем слое и небольшом отношении проницаемостей в более проницаемом верхнем слое. При увеличении отношения проницаемостей во втором случае уменьшается пространственный масштаб конвективного течения: оно становится шестивихревым. Время возникновения конвекции в более проницаемом верхнем слое короче, а интенсивность установившегося течения значительно выше, чем при более проницаемом нижнем слое. Вследствие этого максимальное разделение компонентов смеси меньше при более проницаемом верхнем слое.

Показан «локальный» характер возникновения конвекции в исследуемой двухслойной конфигурации. Наиболее ярко этот эффект проявляется в более проницаемом тонком нижнем слое. В процессе развития конвекции течение начинает проникать в менее проницаемый верхний слой, однако центры формирующихся вихрей заметно сдвигаются в сторону более проницаемого слоя. Аналогичное смещение вихрей происходит и при более проницаемом толстом верхнем слое. Однако в этом случае возникновение конвекции носит «крупномасштабный» характер. Такие различия можно объяснить гравитационным механизмом возникновения конвекции.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 20-71-00147).

#### Литература

1. Любимова Т.П., Лепихин А.П., Паршакова Я.Н., Циберкин К.Б. Численное моделирование инфильтрации жидких отходов из хранилища в прилегающие грунтовые воды и поверхностные водоёмы // Вычисл. мех. сплош. сред. 2015. Т. 8, № 3. С. 310-318. <http://dx.doi.org/10.7242/1999-6691/2015.8.3.26>
2. Lyubimova T.P., Lyubimov D.V., Baydina D.T., Kolchanova E.A., Tsiberkin K.B. Instability of plane-parallel flow of incompressible liquid over a saturated porous medium // Phys. Rev. E. 2016. Vol. 94. 013104. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevE.94.013104>
3. Collett J., Galliero G., Vermorel R., Ungerer P., Yiannourakou M., Montel F., Pujol M. Transport of multicomponent hydrocarbon mixtures in shales organic matter by molecular simulations // J. Phys. Chem. C. 2015. Vol. 119. P. 22587-22595. <http://dx.doi.org/10.1021/acs.jpcc.5b07242>

4. *Maryshev B., Lyubimova T., Lyubimov D.* Two-dimensional thermal convection in porous enclosure subjected to the horizontal seepage and gravity modulation // *Phys. Fluid.* 2013. Vol. 25. 084105. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4817375>
5. *Barvier E.* Geothermal energy technology and current status: an overview // *Renew. Sustain. Energ. Rev.* 2002. Vol. 6. P. 3-65. [https://doi.org/10.1016/S1364-0321\(02\)00002-3](https://doi.org/10.1016/S1364-0321(02)00002-3)
6. *Charrier-Mojtabi M.C., Elhajjar B., Mojtabi A.* Analytical and numerical stability analysis of Soret-driven convection in a horizontal porous layer // *Phys. Fluid.* 2007. Vol. 19. 124104. <https://doi.org/10.1063/1.2821460>
7. *Ryzhkov I.I., Shevtsova V.M.* On thermal diffusion and convection in multicomponent mixtures with application to the thermogravitational column // *Phys. Fluid.* 2007. Vol. 19. 027101. <https://doi.org/10.1063/1.2435619>
8. *Benano-Melly L.B., Caltagirone J.-P., Faissat B., Montel F., Costeseque P.* Modeling Soret coefficient measurement experiments in porous media considering thermal and solutal convection // *Int. J. Heat Mass Tran.* 2001. Vol. 44. P. 1285-1297. [https://doi.org/10.1016/S0017-9310\(00\)00183-6](https://doi.org/10.1016/S0017-9310(00)00183-6)
9. *Lyubimova T., Zubova N.* Nonlinear regimes of the Soret-induced convection of ternary fluid in a square porous cavity // *Transp. Porous Med.* 2019. Vol. 127. P. 559-572. <https://doi.org/10.1007/s11242-018-1211-2>
10. *Любимова Т.П., Зубова Н.А.* Возникновение и нелинейные режимы конвекции трехкомпонентной смеси в прямоугольной области пористой среды с учетом эффекта Соре // *Вычисл. мех. сплош. сред.* 2019. Т. 12, № 3. С. 249-262. <https://doi.org/10.7242/1999-6691/2019.12.3.21>
11. *Bonté D., Van Wees J.-D., Verweij J.M.* Subsurface temperature of the onshore Netherlands: new temperature dataset and modelling // *Geol. Mijnbouw.* 2012. Vol. 91. P. 491-515. <https://doi.org/10.1017/S0016774600000354>
12. *Pasquale V., Chiozzi P., Verdoya M.* Evidence for thermal convection in the deep carbonate aquifer of the eastern sector of the Po Plain, Italy // *Tectonophysics.* 2013. Vol. 594. P. 1-12. <https://doi.org/10.1016/j.tecto.2013.03.011>
13. *Guillou-Frottier L., Carré C., Bourguin B., Bouchot V., Genter A.* Structure of hydrothermal convection in the Upper Rhine Graben as inferred from corrected temperature data and basin-scale numerical models // *J. Volcanol. Geoth. Res.* 2013. Vol. 256. P. 29-49. <https://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2013.02.008>
14. *Lipsey L., Pluymaekers M., Goldberg T., van Oversteeg K., Ghazaryan L., Cloetingh S., van Wees J.-D.* Numerical modelling of thermal convection in the Luttelgeest carbonate platform, the Netherlands // *Geothermics.* 2016. Vol. 64. P. 135-151. <https://doi.org/10.1016/j.geothermics.2016.05.002>
15. *Nasrabadi H., Hoteit H., Firoozabadi A.* An analysis of species separation in thermogravitational column filled with porous media // *Transp. Porous Med.* 2007. Vol. 67. P. 473-486. <https://doi.org/10.1007/s11242-006-9037-8>
16. *Larabi M.A., Mutschler D., Mojtabi A.* Thermal gravitational separation of ternary mixture n-dodecane/isobutylbenzene/tetralin components in a porous medium // *J. Chem. Phys.* 2016. Vol. 144. 244902. <https://doi.org/10.1063/1.4954244>
17. *Abahri O., Sadaoui D., Mansouri K., Mojtabi A., Mojtabi M.C.* Thermogravitational separation in horizontal annular porous cell // *Mechanics & Industry.* 2017. Vol. 18. 106. <https://doi.org/10.1051/meca/2015115>
18. *Soboleva E.* Density-driven convection in an inhomogeneous geothermal reservoir // *Int. J. Heat Mass Tran.* 2018. Vol. 127. P. 784-798. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.08.019>
19. *Губкин И.М.* Учение о нефти. М.: Наука, 1975. 387 с.
20. *Wangen M., Throndsen T.* Simple 3-D modeling of hydrocarbon migration // *Multidimensional basin modeling / Ed. S. Düppenbecker, R. Marzi. AAPG/Datapages Discovery Series, 2003. P. 243-253.*
21. *Wen B., Akhbar D., Zhang L., Hesse M.A.* Convective carbon dioxide dissolution in a closed porous medium at low pressure // *J. Fluid Mech.* 2018. Vol. 854. P. 56-87. <https://doi.org/10.1017/jfm.2018.622>
22. *Nield D.A., Bejan A.* Convection in porous media. Springer, 2013. 778 p. <https://doi.org/10.1007/978-1-4614-5541-7>
23. *De Paoli M., Zonta F., Soldati A.* Dissolution in anisotropic porous media: Modelling convection regimes from onset to shutdown // *Phys. Fluid.* 2017. Vol. 29. 026601. <https://doi.org/10.1063/1.4975393>
24. *Nield D.A., Kuznetsov A.V.* The onset of convection in an anisotropic heterogeneous porous medium: A new hydrodynamic boundary condition // *Transp. Porous Med.* 2019. Vol. 127. P. 549-558. <https://doi.org/10.1007/s11242-018-1210-3>
25. *Soboleva E.* Numerical investigations of haline-convective flows of saline groundwater // *J. Phys. Conf. Ser.* 2017. Vol. 891. 012104. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/891/1/012104>
26. *Soboleva E.* Numerical simulation of haline-convection in geothermal reservoirs // *J. Phys. Conf. Ser.* 2017. Vol. 891. 012105. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/891/1/012105>
27. *Zech A., Zehner B., Kolditz O., Attinger S.* Impact of heterogeneous permeability distribution on the groundwater flow systems of a small sedimentary basin // *J. Hydrol.* 2016. Vol. 532. P. 90-101. <https://doi.org/10.1016/j.jhydrol.2015.11.030>
28. *Salibindla A.K.R., Subedi R., Shen V.C., Masuk A.U.M., Ni R.* Dissolution-driven convection in a heterogeneous porous medium // *J. Fluid Mech.* 2018. Vol. 857. P. 61-79. <https://doi.org/10.1017/jfm.2018.732>
29. *Kocherber S., Collins R.E.* Impact of reservoir heterogeneity on initial distributions of hydrocarbons // *SPE Annual Technical Conference and Exhibition.* New Orleans, Louisiana, September 23-26, 1990. P. 175-201. <https://doi.org/10.2118/20547-MS>
30. *Ghorayeb K., Firoozabadi A.* Modeling multicomponent diffusions and convection in porous media // *SPE J.* 2000. Vol. 5. P. 158-171. <https://doi.org/10.2118/62168-PA>
31. *Рыжков И.И.* Термодиффузия в смесях: уравнения, симметрии, решения и их устойчивость. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2013. 215 с.
32. *Lyubimova T., Zubova N.* Onset and nonlinear regimes of ternary mixture convection in a square cavity // *Eur. Phys. J. E.* 2015. Vol. 38. 19. <https://doi.org/10.1140/epje/i2015-15019-2>
33. *Forster S., Bobertz B., Bohling B.* Permeability of sands in the coastal areas of the southern Baltic Sea: mapping a grain-size related sediment property // *Aquatic Geochemistry.* 2003. Vol. 9. P. 171-190. <https://doi.org/10.1023/B:AQUA.0000022953.52275.8b>
34. *Iscan A.G., Kok M.V.* Porosity and permeability determinations in sandstone and limestone rocks using thin section analysis approach // *Energy Sources, Part A.* 2009. Vol. 31. P. 568-575. <https://doi.org/10.1080/15567030802463984>

35. McKibbin R., O'Sullivan M.J. Onset of convection in a layered porous medium heated from below // *J. Fluid Mech.* 1980. Vol. 96. P. 375-393. <https://doi.org/10.1017/S0022112080002170>
36. McKibbin R., O'Sullivan M.J. Heat transfer in a layered porous medium heated from below // *J. Fluid Mech.* 1981. Vol. 111. P. 141-173. <https://doi.org/10.1017/S0022112081002334>

## References

- Lyubimova T.P., Lepikhin A.P., Parshakova Ya.N., Tsiberkin K.B. Numerical modeling of liquid waste infiltration from storage facilities into surrounding groundwater and surface water bodies. *Vychisl. mekh. splosh. sred – Computational Continuum Mechanics*, 2015, vol. 8, no. 3, pp. 310-318. <http://dx.doi.org/10.7242/1999-6691/2015.8.3.26>
- Lyubimova T.P., Lyubimov D.V., Baydina D.T., Kolchanova E.A., Tsiberkin K.B. Instability of plane-parallel flow of incompressible liquid over a saturated porous medium. *Phys. Rev. E*, 2016, vol. 94, 013104. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevE.94.013104>
- Collell J., Galliero G., Vermorel R., Ungerer P., Yiannourakou M., Montel F., Pujol M. Transport of multicomponent hydrocarbon mixtures in shales organic matter by molecular simulations. *J. Phys. Chem. C*, 2015, vol. 119, pp. 22587-22595. <http://dx.doi.org/10.1021/acs.jpcc.5b07242>
- Maryshev B., Lyubimova T., Lyubimov D. Two-dimensional thermal convection in porous enclosure subjected to the horizontal seepage and gravity modulation. *Phys. Fluid.*, 2013, vol. 25, 084105. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4817375>
- Barvier E. Geothermal energy technology and current status: an overview. *Renew. Sustain. Energ. Rev.*, 2002, vol. 6, pp. 3-65. [https://doi.org/10.1016/S1364-0321\(02\)00002-3](https://doi.org/10.1016/S1364-0321(02)00002-3)
- Charrier-Mojtabi M.C., Elhajjar B., Mojtabi A. Analytical and numerical stability analysis of Soret-driven convection in a horizontal porous layer. *Phys. Fluid.*, 2007, vol. 19, 124104. <https://doi.org/10.1063/1.2821460>
- Ryzhkov I.I., Shevtsova V.M. On thermal diffusion and convection in multicomponent mixtures with application to the thermogravitational column. *Phys. Fluid.*, 2007, vol. 19, 027101. <https://doi.org/10.1063/1.2435619>
- Benano-Melly L.B., Caltagirone J.-P., Faissat B., Montel F., Costesque P. Modeling Soret coefficient measurement experiments in porous media considering thermal and solutal convection. *Int. J. Heat Mass Tran.*, 2001, vol. 44, pp. 1285-1297. [https://doi.org/10.1016/S0017-9310\(00\)00183-6](https://doi.org/10.1016/S0017-9310(00)00183-6)
- Lyubimova T., Zubova N. Nonlinear regimes of the Soret-induced convection of ternary fluid in a square porous cavity. *Transp. Porous Med.*, 2019, vol. 127, pp. 559-572. <https://doi.org/10.1007/s11242-018-1211-2>
- Lyubimova T.P., Zubova N.A. Onset and nonlinear regimes of convection of ternary mixture in a rectangular porous cavity taking into account Soret effect. *Vychisl. mekh. splosh. sred – Computational Continuum Mechanics*, 2019, vol. 12, no. 3, pp. 249-262. <https://doi.org/10.7242/1999-6691/2019.12.3.21>
- Bonté D., Van Wees J.-D., Verweij J.M. Subsurface temperature of the onshore Netherlands: new temperature dataset and modelling. *Geol. Mijnbouw*, 2012, vol. 91, pp. 491-515. <https://doi.org/10.1017/S0016774600000354>
- Pasquale V., Chiozzi P., Verdoya M. Evidence for thermal convection in the deep carbonate aquifer of the eastern sector of the Po Plain, Italy. *Tectonophysics*, 2013, vol. 594, pp. 1-12. <https://doi.org/10.1016/j.tecto.2013.03.011>
- Guillou-Frottier L., Carré C., Bourguin B., Bouchot V., Genter A. Structure of hydrothermal convection in the Upper Rhine Graben as inferred from corrected temperature data and basin-scale numerical models. *J. Volcanol. Geoth. Res.*, 2013, vol. 256, pp. 29-49. <https://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2013.02.008>
- Lipsey L., Pluymaekers M., Goldberg T., van Oversteeg K., Ghazaryan L., Cloetingh S., van Wees J.-D. Numerical modelling of thermal convection in the Lutteleest carbonate platform, the Netherlands. *Geothermics*, 2016, vol. 64, pp. 135-151. <https://doi.org/10.1016/j.geothermics.2016.05.002>
- Nasrabadi H., Hoteit H., Firoozabadi A. An analysis of species separation in thermogravitational column filled with porous media. *Transp. Porous Med.*, 2007, vol. 67, pp. 473-486. <https://doi.org/10.1007/s11242-006-9037-8>
- Larabi M.A., Mutschler D., Mojtabi A. Thermal gravitational separation of ternary mixture n-dodecane/isobutylbenzene/tetralin components in a porous medium. *J. Chem. Phys.*, 2016, vol. 144, 244902. <https://doi.org/10.1063/1.4954244>
- Abahri O., Sadaoui D., Mansouri K., Mojtabi A., Mojtabi M.C. Thermogravitational separation in horizontal annular porous cell. *Mechanics & Industry*, 2017, vol. 18, 106. <https://doi.org/10.1051/meca/2015115>
- Soboleva E. Density-driven convection in an inhomogeneous geothermal reservoir. *Int. J. Heat Mass Tran.*, 2018, vol. 127, pp. 784-798. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.08.019>
- Gubkin I.M. *Ucheniye o nefi* [The doctrine of oil]. Moscow, Nauka, 1975. 387 p.
- Wangen M., Thronsen T. Simple 3-D modeling of hydrocarbon migration. *Multidimensional basin modeling*, ed. S. Düppenbecker, R. Marzi. AAPG/Datapages Discovery Series, 2003. Pp. 243-253.
- Wen B., Akhbar D., Zhang L., Hesse M.A. Convective carbon dioxide dissolution in a closed porous medium at low pressure. *J. Fluid Mech.*, 2018, vol. 854, pp. 56-87. <https://doi.org/10.1017/jfm.2018.622>
- Nield D.A., Bejan A. *Convection in porous media*. Springer, 2013. 778 p. <https://doi.org/10.1007/978-1-4614-5541-7>
- De Paoli M., Zonta F., Soldati A. Dissolution in anisotropic porous media: Modelling convection regimes from onset to shutdown. *Phys. Fluid.*, 2017, vol. 29, 026601. <https://doi.org/10.1063/1.4975393>
- Nield D.A., Kuznetsov A.V. The onset of convection in an anisotropic heterogeneous porous medium: A new hydrodynamic boundary condition. *Transp. Porous Med.*, 2019, vol. 127, pp. 549-558. <https://doi.org/10.1007/s11242-018-1210-3>
- Soboleva E. Numerical investigations of haline-convective flows of saline groundwater. *J. Phys. Conf. Ser.*, 2017, vol. 891, 012104. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/891/1/012104>
- Soboleva E. Numerical simulation of haline-convection in geothermal reservoirs. *J. Phys. Conf. Ser.*, 2017, vol. 891, 012105. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/891/1/012105>

27. Zech A., Zehner B., Kolditz O., Attinger S. Impact of heterogeneous permeability distribution on the groundwater flow systems of a small sedimentary basin. *J. Hydrol.*, 2016, vol. 532, pp. 90-101. <https://doi.org/10.1016/j.jhydrol.2015.11.030>
28. Salibindla A.K.R., Subedi R., Shen V.C., Masuk A.U.M., Ni R. Dissolution-driven convection in a heterogeneous porous medium. *J. Fluid Mech.*, 2018, vol. 857, pp. 61-79. <https://doi.org/10.1017/jfm.2018.732>
29. Kocberber S., Collins R.E. *SPE Annual Technical Conference and Exhibition. New Orleans, Louisiana, September 23-26, 1990. Pp. 175-201.* <https://doi.org/10.2118/20547-MS>
30. Ghorayeb K., Firoozabadi A. Modeling multicomponent diffusions and convection in porous media. *SPE J.*, 2000, vol. 5, pp. 158-171. <https://doi.org/10.2118/62168-PA>
31. Ryzhkov I.I. *Termodiffuziya v smesyakh: uravneniya, simmetrii, resheniya i ikh ustoychivost'* [Thermal diffusion in mixtures: equations, symmetries and solutions and their stability]. Novosibirsk: Izd-vo SO RAN, 2013. 215 p.
32. Lyubimova T., Zubova N. Onset and nonlinear regimes of ternary mixture convection in a square cavity. *Eur. Phys. J. E*, 2015, vol. 38, 19. <https://doi.org/10.1140/epje/i2015-15019-2>
33. Forster S., Bobertz B., Bohling B. Permeability of sands in the coastal areas of the southern Baltic Sea: mapping a grain-size related sediment property. *Aquatic Geochemistry*, 2003, vol. 9, pp. 171-190. <https://doi.org/10.1023/B:AQUA.0000022953.52275.8b>
34. Iscan A.G., Kok M.V. Porosity and permeability determinations in sandstone and limestone rocks using thin section analysis approach. *Energy Sources, Part A*, 2009, vol. 31, pp. 568-575. <https://doi.org/10.1080/15567030802463984>
35. McKibbin R., O'Sullivan M.J. Onset of convection in a layered porous medium heated from below. *J. Fluid Mech.*, 1980, vol. 96, pp. 375-393. <https://doi.org/10.1017/S0022112080002170>
36. McKibbin R., O'Sullivan M.J. Heat transfer in a layered porous medium heated from below. *J. Fluid Mech.*, 1981, vol. 111, pp. 141-173. <https://doi.org/10.1017/S0022112081002334>

Поступила в редакцию 06.04.2021; после доработки 28.04.2021; принята к опубликованию 28.04.2021

---

Сведения об авторах

Зубова Надежда Алексеевна, кфмн, Институт механики сплошных сред УрО РАН (ИМСС УрО РАН), 614018, г. Пермь, ул. Академика Королёва, д. 1; e-mail: zubova.n@icmm.ru

Любимова Татьяна Петровна, дфмн, проф., ИМСС УрО РАН; e-mail: lyubimovat@mail.ru