

DOI: 10.7242/1999-6691/2015.8.3.24
УДК 550.361+532.546+536.25

ЧИСЛЕННЫЕ ОЦЕНКИ КОНВЕКТИВНОЙ УСТОЙЧИВОСТИ НАКЛОННОГО СЛОЯ ПОРИСТОЙ СРЕДЫ

М.Г. Миндубаев

Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург, Российская Федерация

Проведено численное исследование свободной тепловой конвекции в высокопроницаемом пористом плоском слое, помещённом в непроницаемый массив под наклоном к горизонтальной плоскости. Пористость, теплопроводность, температуропроводность и другие параметры принимаются постоянными в обеих средах. При изучении конвективного течения в наклонных слоях, как правило, рассматриваются примеры с фиксированными температурами на границах. В настоящей работе разные постоянные температуры заданы на горизонтальных границах вмещающего массива. Такая постановка больше соответствует условиям реальных геологических разрезов. Задача решалась методом конечных разностей на неравномерной прямоугольной сетке. При углах наклона слоя $\alpha < 45^\circ$ для горизонтальных и вертикальных размеров сетки принято $h_x > h_z$, при $\alpha > 45^\circ$, соответственно, $h_x < h_z$. Единицей длины служила толщина проницаемого слоя. Получены оценки критического числа Рэлея–Дарси при различных углах наклона слоя и построена соответствующая кривая устойчивости. Показано, что с увеличением угла наклона устойчивость конвективного течения понижается и уменьшается число реализуемых конвективных ячеек. Этот результат качественно соответствует структуре конвекции в наклонных слоях с фиксированными температурами на границах. Выявлено, что распределение плотности теплового потока на поверхности непроницаемого массива существенно зависит от глубины залегания, ориентации слоя и числа Рэлея–Дарси. Для слоёв с малым углом наклона характерны сопоставимые по амплитуде положительные и отрицательные аномалии плотности теплового потока.

Ключевые слова: пористая среда, свободная тепловая конвекция, конвективная устойчивость

NUMERICAL ESTIMATES OF CONVECTIVE STABILITY IN THE INCLINED LAYER OF A POROUS MEDIUM

M.G. Mindubaev

Institute of Geophysics UB RAS, Ekaterinburg, Russian Federation

A numerical study of natural convection in a plane highly porous layer placed in an impenetrable array at different angles of inclination to the horizontal plane is presented. Porosity, thermal conductivity, thermal diffusivity and some other parameters are assumed to be constant for both media. Investigations of convective flows in inclined layers usually consider layers with constant temperature at boundaries. In the present work, temperature is set constant at horizontal boundaries surrounding the impenetrable array, and the vertical boundary is considered as heat insulation. This problem formulation conforms to real conditions of geological sections. The problem has been solved by the finite difference method on non-uniform rectangular grids. For horizontal and vertical grid dimensions, $h_x > h_z$ at $\alpha < 45^\circ$ and $h_x < h_z$ at $\alpha > 45^\circ$ are taken, respectively. Thickness of the permeable layer is chosen as the unit of length. Estimates were made for the critical Rayleigh–Darcy number at different inclinations of the permeable layer, and the corresponding stability curve was plotted. It is shown that with increasing angle the convective flow stability decreases. An increase in the size of the surrounding array leads to a slight decrease in stability. The structural changes that occur in convection also take place. The number of realized convective cells decreases with increasing angle of inclination. This result is qualitatively consistent with the structure of convection in an inclined porous layer with constant temperature at boundaries. It has been found that the distribution of the heat flow over the surface of the surrounding array depends significantly on the depth and orientation of the layer and on the Rayleigh–Darcy number. Positive and negative density anomalies (comparable in amplitude) of the heat flow are intrinsic to the layers with a small angle.

Key words: porous medium, free thermal convection, convective stability

1. Введение

В трещиновато-пористых и разломных зонах земной коры широко распространены процессы, включающие гидротермальную конвекцию. С нею связана проблема правильной интерпретации аномалий теплового потока. Так, над центральной частью нефтяных и газовых месторождений образуются положительные аномалии, и отрицательные по краям контура, охватывающего месторождение [1]. В работе [2] высказано предположение, что конвективные потоки в умеренно проницаемых пластах–коллекторах, вызванные естественным температурным градиентом, могут обеспечить механизм миграции углеводородов из нефтематеринских толщ в области нефтескопления. Одной из наиболее вероятных причин вариаций значений теплового потока в зонах срединно-океанических хребтов принято считать наличие на их склонах гидротермальной конвекции [3]. Анализ условий возникновения термоконвективных течений в осадочном чехле показывает [4], что при имеющихся оценках значений физических параметров наличие конвекции здесь скорее правило, чем исключение. В работах, посвящённых теоретическому и экспериментальному анализу условий возникновения тепловой конвекции [5–12], обычно рассматривается горизонтальный или наклонный флюидонасыщенный слой

с заданными значениями температуры на границах. В работе [9] показано, что в наклонном слое с фиксированными границами неустойчивость возникает при числе Рэлея–Дарси $Rd > 4\pi^2/\cos\alpha$, где α является углом наклона слоя к горизонтальной плоскости; с увеличением угла наклона устойчивость повышается.

Условия возникновения конвекции в разломах и коллекторах требуют рассмотрения задачи с неоднородными по проницаемости массивами. Так, в работе [13] обсуждается проблема развития свободной конвекции в зоне вертикального разлома в массиве малопроницаемых пород при постоянных температурах на горизонтальных границах. На примере высокопроницаемого вертикального разлома, помещённого в непроницаемый теплопроводный куб, в [14] посредством численного моделирования исследовалась гидротермальная конвекция. В работах [15, 16] изучались 3D модели применительно к горизонтальному слою пористой среды, насыщенной флюидом, при различных числах Рэлея–Дарси. Получено, что в зависимости от значения числа Рэлея–Дарси реализуются различные пространственные структуры и тепловые потоки. В [13–16] принято, что теплофизические свойства пород, такие как плотность, температуропроводность, пористость и другие, постоянны во всей области моделирования. Условия возникновения конвекции в горизонтальном пористом слое, ограниченном сверху и снизу бесконечными однородными массивами с разной теплопроводностью, анализировались в [17].

В настоящей работе проводится численное исследование условий возникновения свободной тепловой конвекции в наклонном пористом проницаемом слое, насыщенном однокомпонентной вязкой жидкостью, помещённом в малопроницаемый массив, при различных углах наклона к горизонтальной поверхности. Рассматривается модель, в которой область слоя имеет более высокую проницаемость, чем окружающий массив. Таким образом, течение жидкости в окружающем массиве существенно затруднено. Впервые подобная модель применялась в работе [18], где использовалась однородная пространственная сетка и получены решения только для трёх пространственных ориентаций слоя (горизонтального, вертикального и с углом наклона $\alpha = 45^\circ$). В настоящей работе на расчётную область наносится неравномерная пространственная прямоугольная сетка, что позволяет рассмотреть конвекцию при большем разнообразии значений угла наклона пористого слоя, в котором реализуется тепловая конвекция.

2. Модель и уравнения

Уравнения, описывающее медленное конвективное движение вязкой несжимаемой однокомпонентной жидкости в пористой среде, имеют вид [7, 19]:

$$\begin{aligned} \mathbf{u} &= \frac{K}{\nu} \left(-\frac{\nabla p}{\rho_0} + g\beta T \mathbf{e}_z \right), \\ (\rho c_p)_c \frac{\partial T}{\partial t} + (\rho c_p)_f \mathbf{u} \cdot \nabla T &= \lambda_c \nabla^2 T, \\ \nabla \cdot \mathbf{u} &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь: $\mathbf{u} = \eta \cdot \mathbf{v}$ — скорость Дарси фильтрации флюида в пористой среде, где η — пористость среды, \mathbf{v} — средняя скорость частиц флюида в порах; p — давление; ρ_0 — равновесная плотность флюида; g — ускорение свободного падения; β — коэффициент теплового расширения флюида; ν — кинематическая вязкость флюида; K — проницаемость среды; T — температура; \mathbf{e}_z — единичный вектор; λ_c — теплопроводность среды; $(\rho c_p)_c$ — теплоёмкость насыщенной жидкостью среды, $(\rho c_p)_f$ — теплоёмкость жидкости; ∇ — векторный дифференциальный оператор.

Примем в качестве единиц: для длины — толщину проницаемого слоя H ; для скорости фильтрации — κ_{ef}/H , где $\kappa_{ef} = \lambda_c/(\rho c_p)_f$ — эффективный коэффициент температуропроводности среды; для времени — bH^2/κ_{ef} , где $b = (\rho c_p)_c/(\rho c_p)_f$ — отношение теплоёмкостей среды и флюида; для давления — $\rho_0 \nu \kappa_{ef}/K$. Тогда система безразмерных уравнений свободной тепловой конвекции в проницаемой пористой среде будет иметь вид:

$$\begin{aligned} \mathbf{u} &= -\nabla p + Rd \theta \mathbf{e}_z, & 1 \\ \frac{\partial \theta}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \theta &= \nabla^2 \theta, & 2 \\ \nabla \cdot \mathbf{u} &= 0, & 3 \end{aligned} \quad (2)$$

где $\theta = (T - T_0)/\Delta T_H$ — безразмерная температура, T_0 — температура на верхней холодной границе слоя,

ΔT_H — вертикальная разница температур в слое мощностью H . Безразмерная температура θ изменяется от $\theta_0 = 0$ (на верхней границе) до $\theta_1 = c = \Delta T / \Delta T_H$ (на нижней границе), где ΔT — разность температур между изотермическими горизонтальными границами вмещающей области. Значение параметра c подбирается в каждом отдельном случае в зависимости от угла наклона проницаемого слоя. Интенсивность конвекции определяется числом Рэлея–Дарси:

$$\text{Rd} = \frac{\beta g H \Delta T_H K}{\nu k_{ef}}. \quad (3)$$

Будем считать, что во вмещающем непроницаемом массиве течение отсутствует. Соответствующее уравнение для распространения тепла в массиве запишем как

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \nabla^2 \theta. \quad (4)$$

На боковых границах массива зададим условия отсутствия потока тепла: $\partial \theta / \partial x = 0$. Для проекций вектора скорости \mathbf{u} на оси x и z , соответственно, примем: $u = \partial \psi / \partial z$ и $v = -\partial \psi / \partial x$, где ψ — функция тока. При таком выборе выражения для функции тока соотношение $\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$ выполняется автоматически. На границах проницаемой области функцию тока обнулим: $\psi = 0$.

Применяя к уравнению (2)₁ операцию «rot» и учитывая граничные условия, запишем систему уравнений свободной тепловой конвекции во внутренней области в переменных (ψ, θ) :

$$\begin{aligned} \nabla^2 \psi &= -\text{Rd} \frac{\partial \theta}{\partial x}; & 1 \\ \frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \theta}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \theta}{\partial z} &= \nabla^2 \theta. & 2 \end{aligned} \quad (5)$$

Совместное решение уравнений (4) и (5) позволяет учитывать условия теплового контакта между двумя областями.

3. Численный метод

Для численного исследования свободной конвекции в наклонном слое, помещённом в непроницаемый массив, используются неравномерная прямоугольная сетка и метод конечных разностей. Изменением соотношения размеров ячейки h_x/h_z регулируется α — угол наклона проницаемого слоя к горизонтальной плоскости. Так, при равномерной пространственной сетке ($h_x = h_z$) получаем значение $\alpha = 45^\circ$, при $h_x < h_z$ — $\alpha > 45^\circ$ (Рис. 1а), при $h_z < h_x$ — $\alpha < 45^\circ$ (Рис. 1б). Такой подход делает возможным совместное решение уравнений (4) и (5) для обеих областей в одной системе координат. Определяющим является то, что независимо от ориентации слоя, в котором реализуется конвекция, слагаемое, описывающее силу плавучести (правый член в уравнении (5)₁), обуславливается только горизонтальным градиентом температуры.

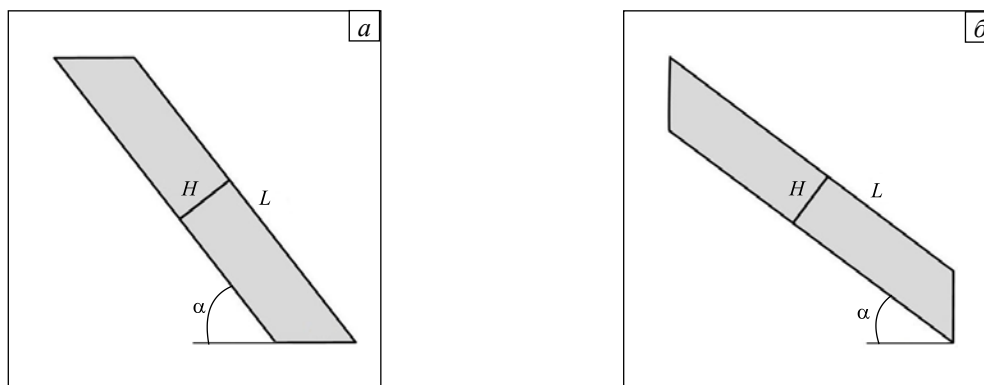


Рис. 1. Схема размещения проницаемого слоя во вмещающем непроницаемом массиве под различным углом наклона к горизонтальной плоскости: $\alpha > 45^\circ$ (а); $\alpha < 45^\circ$ (б)

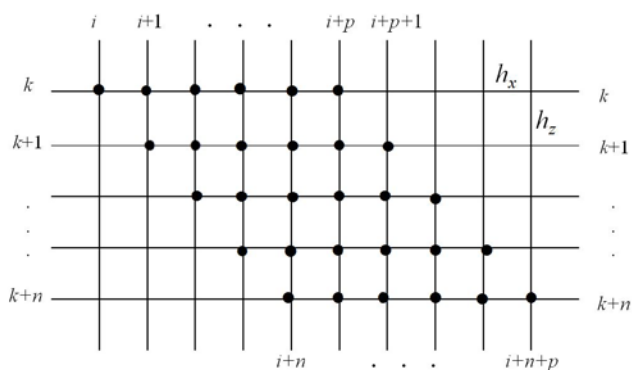


Рис. 2. Численная схема для наклонного слоя; точками выделена проницаемая область

от $i+1$ до $i+p+1$; на нижнем горизонтальном слое $(k+n)$ — от $i+n$ до $i+p+n$. Здесь p и n — задаваемые параметры. Параметр p для каждого угла наклона проницаемого слоя подбирался так, чтобы мощность слоя была порядка единицы, что соответствует характерному размеру слоя — его толщине H , а число n должно было давать значение аспектного отношения порядка 10.

Основные численные результаты получены для угловых точек с координатами (i, k) и $(i+n+p, k+n)$, отстоящих от горизонтальных и вертикальных границ непроницаемого массива на расстояние порядка единицы мощности слоя. Для численного решения уравнений (4) и (5)₂ применялись метод сквозного счёта и неявная разностная схема переменных направлений [20, 21]. Минимальный пространственный шаг дискретизации на прямоугольной сетке составлял 0,02.

4. Результаты численного моделирования

Реальные геологические среды отличаются большой неоднородностью по составу и, соответственно, по физическим свойствам. Из всех параметров, входящих в выражение для числа Рэлея–Дарси (3), наиболее варибельным является коэффициент проницаемости K , который может меняться в очень широких пределах. Так, у разных фаций резервуарных песчаников при увеличении пористости на несколько процентов проницаемость возрастает на несколько порядков [22]. Учитывая, что другие физические характеристики геологической среды, такие как пористость, теплопроводность, температуропроводность и другие, более стабильны, в настоящей работе рассмотрен случай, когда, по аналогии с [13, 14], они принимаются одинаковыми и постоянными в обеих областях. Устойчивость качественно определяется характерным размером H и проницаемостью K . С помощью (3) можно оценить порядок величин, необходимый для реализации конвекции. Примем, согласно [14], для коэффициента объёмного расширения воды β значение $3 \cdot 10^{-3} \text{K}^{-1}$; для эффективной температуропроводности κ_{ef} — $10^{-6} \text{m}^2/\text{c}$; для градиента температуры $\Delta T_H/H$ — 0,03 К/м. Тогда при $H = 200$ м конвекция может возникнуть при проницаемости K , равной 10^{-13}m^2 . Такой порядок значений проницаемости характерен для умеренно проницаемых пород [22]. У высокопроницаемых пород, таких как грубые песчаники, трещиноватые известняки, конвекция может реализовываться в более тонких слоях, где H составляет лишь десятки метров.

Сохранность нефтяных и газовых залежей обеспечивается плохо проницаемыми для нефти и газа породами (глинами, глинистыми сланцами и другими), подстилающими и перекрывающими породы-коллекторы. Непроницаемые породы предохраняют залежи от утечки нефти и газа. Для аккумуляции нефти и газа, находящихся в рассеянном состоянии в песчаных или трещиноватых породах, и образования их залежей должны существовать условия динамичности флюидов, а для этого необходимы благоприятные структурные формы (купола, антиклинали, синклинали, моноклинали и другие), а также тепловая конвекция как интенсивный механизм миграции флюидов в пористых средах, особенно в их наклонных слоях.

Для того чтобы выяснить границы устойчивости, система уравнений (5) решалась при различных (с точностью до 0,1) значениях числа Rd . Выделялись решения, при которых функция тока в расчётной области стремились от некоторого начального распределения к нулю и означала устойчивый режим. Ненулевое распределение отвечало неустойчивому режиму.

Для тестирования точности применяемой сетки, характеризующейся различными соотношениями горизонтальных и вертикальных размеров, был рассмотрен классический пример возникновения конвекции в бесконечном плоском слое с постоянными температурами на горизонтальных границах [5–7].

Для решения уравнения (5)₁ использовался итерационный метод последовательной верхней релаксации [20, 21]. В зависимости от соотношения размеров прямоугольной сетки подбиралось отвечающее ей оптимальное значение параметра релаксации. На рисунке 2 точками выделена проницаемая область, что соответствует случаю, изображенному на рисунке 1а. Внешний цикл осуществлялся по вертикальной компоненте.

На верхнем горизонтальном слое индексы вычисляемых значений компонент функции тока изменялись по координате x от i до $i+p$, на следующем, $(k+1)$ -м слое —

Критическое значение числа Рэлея–Дарси для этого случая составляет $Rd_{cr} = 4\pi^2$ и при различных размерах сетки определяется с точностью до 0,2. В работе [17] рассматривается устойчивость горизонтального слоя, находящегося между двумя бесконечными полупространствами, отличающимися теплопроводностью. Показано, что при уменьшении теплопроводности граничных массивов устойчивость равновесия монотонно понижается, и в случае теплоизолированных границ число Rd_{cr} составляет порядка 12.

На рисунке 3 представлена вычисленная зависимость критического числа Rd_{cr} от угла наклона α для пронизываемого слоя. Угловые точки слоя отстоят от вертикальных и горизонтальных границ вмещающего массива на расстоянии порядка мощности слоя. Видно, что с увеличением угла наклона устойчивость снижается.

Эти результаты можно сопоставить с аналитическими решениями для неустойчивости Рэлея–Хадли в наклонном слое, где температура линейно изменяется вдоль границы слоя [12]. Так, например, для режима «охлаждение вверх» (upward-cooling) отмечено снижение устойчивости. При больших градиентах и углах наклона функция нейтральной устойчивости зависимости числа Рэлея–Дарси $Rd(k)$ от волнового числа k не имеет положительного минимума.

Как показано на рисунке 3, для горизонтального слоя значение Rd_{cr} составляет порядка 27,5.

Увеличение размеров вмещающей области приводит к некоторому уменьшению устойчивости. Когда угловые точки наклонного слоя находятся на безразмерном расстоянии 4 от вертикальных и горизонтальных границ, для горизонтального слоя получено критическое значение $Rd_{cr} \approx 26,8$, соответствующие величины, отвечающие различным сеткам, для вертикального слоя — $Rd_{cr} = 10,4$ и $10,2$, а для слоя с углом наклона $\alpha = 45^\circ$ — $Rd_{cr} = 20,3$ и $19,9$. Построение кривой устойчивости, представленной на рисунке 3, требует достаточно точного нахождения критических значений числа Рэлея–Дарси. Поэтому в данной работе для трёх рассмотренных выше примеров ориентации слоя получены более точные, по сравнению с результатами работы [18], критические значения.

Для подтверждения адекватности полученных результатов сравним их с данными авторов [8, 13, 17]. Числовые данные для горизонтального слоя находятся в хорошем соответствии со значением $Rd_{cr} \approx 26,5$ из [17] при условии равенства теплопроводностей слоя и граничащих массивов. В работе [13] рассматривается конвекция в вертикальном пронизываемом слое различной мощности, заключённом в непроницаемый куб. При отношении полуширины слоя к высоте, равном $\Delta = 0,01$, тепловая конвекция начинается при условии $Rd > 16,38$. Вид кривой, представленной на рисунке 3, качественно совпадает с полученным в работе [8] для наклонного подогреваемого снизу слоя с изотермическими и теплоизолированными границами. Различие заключается в том, что в [8] угол наклона отсчитывается от вертикали. Понижение устойчивости с увеличением угла можно объяснить тем, что вертикальные размеры слоя в проекции на ось z увеличиваются.

На рисунке 4 показано изменение структуры тепловой конвекции в зависимости от угла наклона при небольшой закритичности. Видно, что с увеличением угла число конвективных ячеек уменьшается, а при больших углах реализуется одноячейчатая структура.

Существенно меняется структура конвекции и для различных значений числа Рэлея–Дарси при одном и том же угле наклона. На рисунке 5 представлены распределения изолиний функции тока ψ для отношения горизонтального размера ячейки к вертикальному, равного $h_x/h_z = 2$. Видно, что уже при двукратном увеличении значения Rd реализуется конвекция с одноячейчатой структурой; границы между ячейками представляют собой вертикальные линии. Эти результаты качественно соответствуют примерам с изотермическими границами в случае, когда для фиксированных чисел Рэлея–Дарси в зависимости от угла меняется и структура [9].

В геотермии (геотермике) одним из главных параметров в изучении теплового поля Земли является плотность теплового потока $q = -\lambda(dT/dz)$, где λ — коэффициент теплопроводности. Источники, вызывающие аномалии локальных тепловых потоков, разнообразны: многолетнемерзлотные породы с отрицательными температурами и мощностью до сотен метров; породы и руды с повышенной радиоактивностью; экзотермические и эндотермические процессы, происходящие в нефтегазоносных горизонтах, залежах угля, сульфидных и других рудах; современный вулканизм и тектонические движения; циркуляция подземных, в том числе термальных, вод и другое. Перенос тепла за счёт свободной

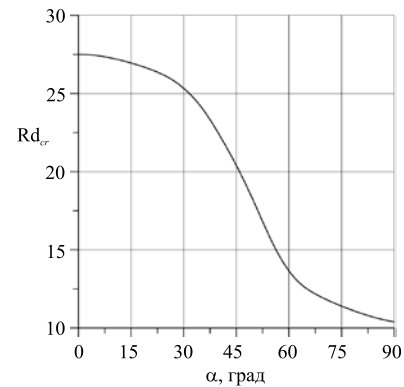


Рис. 3. Вычисленная зависимость критического числа Рэлея–Дарси Rd_{cr} от α — угла наклона пронизываемого слоя к горизонтальной плоскости

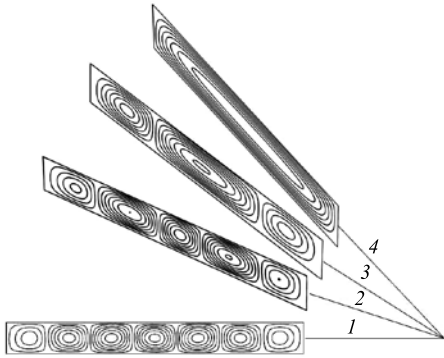


Рис. 4. Изолинии функции тока ψ в проницаемом слое для установившихся режимов конвекции при небольшой закритичности $Rd = 1,02Rd_{cr}$ в зависимости от угла наклона α и соотношения, размеров расчётной прямоугольной сетки h_x/h_z : $\alpha = 0^\circ$, горизонтальный слой (кривая 1); $\alpha = 25,6^\circ$, $h_x/h_z = 2$ (2); $\alpha = 37,6^\circ$, $h_x/h_z = 1,3$ (3); $\alpha = 45^\circ$, $h_x/h_z = 1$ (4)

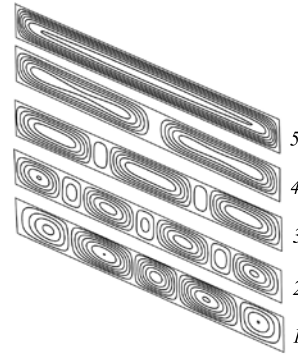


Рис. 5. Изолинии функции тока ψ для установившихся режимов конвекции в проницаемом слое при соотношении размеров $h_x/h_z = 2$ $\alpha = 25,6^\circ$ и различных значениях числа Рэлея–Дарси Rd : $1,02Rd_{cr}$ (кривая 1); $1,15Rd_{cr}$ (2); $1,5Rd_{cr}$ (3); $1,7Rd_{cr}$ (4); $2,0Rd_{cr}$ (5)

тепловой конвекции в пористой среде служит одним из механизмов образования в тепловом потоке локальных аномалий. На характеристики теплового потока влияет как интенсивность конвекции, так и глубина залегания пород (h), в которых он распространяется.

На рисунке 6 представлены кривые распределения q_c/q_d , где q_c — плотность теплового потока при наличии конвекции, q_d — плотность потока, обусловленного кондуктивным переносом тепла, в зависимости от глубины залегания проницаемого слоя. Проницаемый слой наклонен под углом $\alpha = 45^\circ$. Для вмещающего непроницаемого массива приняты следующие относительные размеры: 15 (по x) и 12 (по z). Число Рэлея–Дарси составляет $Rd = 40$, что соответствует примерно двукратному превышению критического числа Rd_{cr} для заданного α . Проницаемый слой отстоит от обеих боковых границ на расстояние 4. В рассматриваемом случае, как показано выше, реализуется конвекция одноячейковой структуры. При этом течение является восходящим вдоль верхней границы слоя и, соответственно, нисходящим вдоль нижней границы. Как следует из рисунка 6, аномалии относительной плотности теплового потока качественно определяются глубиной залегания, и это положительные аномалии, то есть $(q_c/q_d - 1) > 0$. Для слоя с неглубоким залеганием на краях выделяются отрицательные значения — $(q_c/q_d - 1) < 0$. С увеличением интенсивности конвекции такой характер плотности потока проявляется

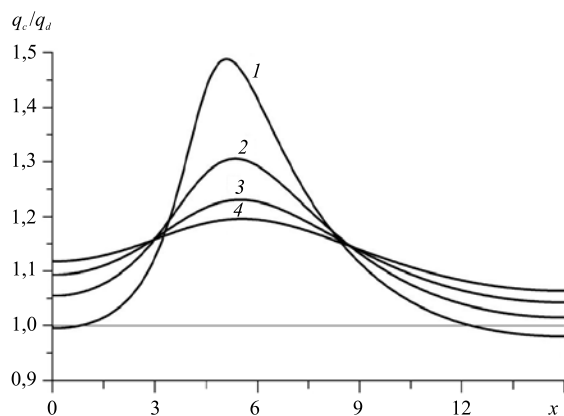


Рис. 6. Отношение плотностей теплового потока q_c/q_d на поверхности непроницаемого массива в зависимости от глубины залегания верхней угловой точки проницаемого слоя h : 1 (кривая 1); 2 (2); 3 (3); 4 (4); число Рэлея–Дарси $Rd = 40$, угол наклона $\alpha = 45^\circ$

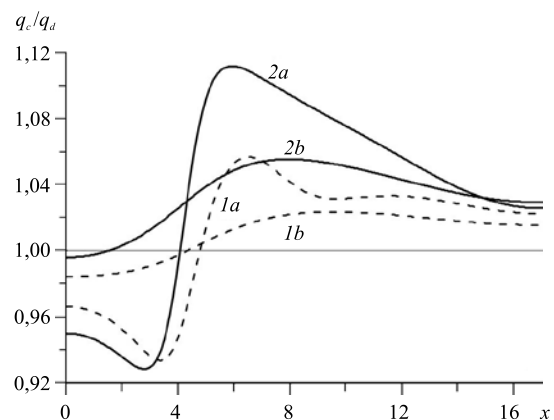


Рис. 7. Отношение плотностей теплового потока q_c/q_d на поверхности непроницаемого массива при $Rd = 40$ (пунктирные линии), $Rd = 52$ (сплошные линии) и угле наклона $\alpha = 25,6^\circ$; глубина залегания $h = 1$ (кривые 1a и 2a) и $h = 4$ (1b и 2b)

уже и на больших глубинах. Так, для $Rd = 60$ отрицательные аномалии на краях прослеживаются при $h = 2$. Необходимо отметить следующую важную особенность: на поверхности слоя интегральное значение отношения плотностей теплового потока для разных значений числа Рэлея–Дарси не зависит от глубины залегания слоя.

Качественно иная картина распределения относительной плотности теплового потока на поверхности слоя с небольшим углом наклона и отношением $h_x/h_z = 2$ представлена на рисунке 7. Размеры вмещающего массива следующие: 17 (по x) и 10 (по z). Для угла наклона $\alpha = 25,6^\circ$ число $Rd = 52$ соответствует примерно двукратному значению критического числа Рэлея–Дарси. В данном примере прослеживается ярко выраженная асимметрия с отрицательным потоком со стороны области подстилания наклонного слоя. Для малых глубин залегания и малоинтенсивной конвекции, при которой сохраняется многоячеистая структура, выделяется несколько максимумов плотности теплового потока (кривая $1a$). Как следует из рисунков 6 и 7, угол наклона существенно влияет и на значения плотности теплового потока, наблюдаемого на поверхности. Для аномалий плотности теплового потока с большим углом наклона (см. Рис. 6) наблюдается соответствие картине, характерной для компактных областей (например для шаровой [4]), в которых реализуется конвекция.

5. Заключение

Проведено численное исследование конвективной устойчивости пористого слоя, помещённого в непроницаемый массив под различным углом наклона к горизонтальной плоскости. В отличие от свободной конвекции в пористом слое, имеющем изотермальные границы и подогреваемом снизу [9], в рассмотренной модели конвективная устойчивость понижается с увеличением угла наклона. Понижение устойчивости качественно соответствует модели неустойчивости Рэлея–Хадли при уменьшении линейного градиента температуры к верхней поверхности [12]. С увеличением угла наклона меняется и структура конвекции: от многоячеистой, с характерными размерами ячеек по вертикали и горизонтали близкими к единице, переходит к одноячеистой, вытянутой вдоль слоя. Увеличение числа Рэлея–Дарси также способствует реализации одноячеистой структуры, при которой обеспечивается более мощный механизм теплопереноса. Таким образом, пространственная ориентация слоя оказывает заметное влияние на устойчивость и развитие конвекции в трещиновато-пористых областях земной коры. Понижение устойчивости с увеличением угла наклона является дополнительным фактором, способствующим развитию и реализации гидротермальной конвекции и проявляющимся в виде аномалий плотности теплового потока на дневной поверхности Земли.

Полученные результаты подтверждают особенности плотности теплового потока над месторождениями нефти и газа, обнаруженные другими авторами [1]. Ориентация слоя и глубина залегания качественно влияет на профили плотности теплового потока. Так, для слоя с небольшим углом наклона при сравнительно небольшой положительной аномалии относительно фона характерна сопоставимая по амплитуде отрицательная аномалия. Такая особенность может свидетельствовать о выделении структурных форм в виде моноклиналей и синклиналей.

Автор благодарит профессора Ю.В. Хачая за внимание к работе и обсуждение результатов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Комплексной программы УрО РАН (проект № 15-18-5-32).

Литература

1. Любимова Е.А., Власов В.К., Оснач А.И. Тепловые потоки из недр Земли в зависимости от внутренних параметров // Тепловые потоки из коры и верхней мантии Земли / Под ред. В.И. Влодовца и Е.А. Любимовой. – М.: Наука, 1973. – С. 7-18.
2. Лопатников С.Л. Тепловая конвекция и образование месторождений нефти // ДАН. – 1995. – Т. 345, № 4. – С. 541-543.
3. Каракин А.В., Лобковский Л.И., Мясников В.П. Гидротермальная конвекция в верхних слоях коры и её влияние на геотермический градиент // Теоретические и экспериментальные исследования по геотермике морей и океанов / Под ред. Е.А. Любимовой и Ю.М. Пушаровского. – М.: Наука, 1984. – С. 9-17.
4. Мясников В.П., Иванов В.В. Геотермические аномалии пористых коллекторов, заполненных подвижными флюидами // Теоретические и экспериментальные исследования по геотермике морей и океанов / Под ред. Е.А. Любимовой и Ю.М. Пушаровского. – М.: Наука, 1984. – С. 81-89.
5. Horton C.W., Rogers F.T.Jr. Convection currents in a porous medium // J. Appl. Phys. – 1945. – Vol. 16, no. 6. – P. 367-370. DOI
6. Lapwood E.R. Convection of a fluid in a porous medium // Math. Proc. Cambridge. – 1948. – Vol. 44, no. 4. – P. 508-521. DOI
7. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. – М.: Наука, 1972. – 392 с.
8. Колесников А.К., Любимов Д.В. О конвективной неустойчивости жидкости в наклонном слое пористой среды // ПМТФ. – 1973. – № 3. – С. 127-131.
9. Caltagirone J.P., Borjes S. Solutions and stability criteria of natural convective flow in an inclined porous layer // J. Fluid Mech. – 1985. – Vol. 155. – P. 267-287. DOI

10. Rees D.A.S., Bassom A.P. The onset of Darcy-Bénard convection in an inclined layer heated from below // *Acta Mech.* – 2000. – Vol. 144, no. 1-2. – P. 103-118. DOI
11. Inaba H., Sugavara M., Blumenberg J. Natural convection heat transfer in an inclined porous layer // *Int. J. Heat Mass Tran.* – 1988. – Vol. 31, no.7. – P.1365-1374. DOI
12. Barletta A., Rees D.A.S. Linear instability of the Darcy-Hadley flow in an inclined porous layer // *Phys. Fluids.* – 2012. – Vol. 24, no. 7. – 074104. DOI
13. Мальковский В.И., Пэк А.А. Условия развития тепловой конвекции однофазного флюида в вертикальном разломе // *Петрология.* – 1997. – Т. 7, № 4. – С. 428-434.
14. Бобров А.М., Лопатников С.Л. Развитие гидротермальной конвекции в вертикальной проницаемой зоне, заключённой в трёхмерный непроницаемый теплопроводный массив // *Физика Земли.* – 2001. – № 3. – С. 63-70.
15. Хачай Ю.В., Миндубаев М.Г. О влиянии свободной конвекции в 3D-структуре пористой среды на экспериментальные оценки геотермического потока // *Мониторинг. Наука и технологии.* – 2012. – № 4. – С. 6-11.
16. Миндубаев М.Г. 3D модели свободной конвекции пористой среде и её влияние на оценки геотермического потока // *Вопросы теории и практики геологической интерпретации гравитационных, магнитных и электрических полей: Материалы 41-й сессии Международного семинара им. Д.Г. Успенского.* – Екатеринбург, 2014. – С. 156-159.
17. Деметьев О.Н., Любимов Д.В. О возникновении конвекции в горизонтальном плоском слое пористой среды // *Учен. записки Пермского ун-та, сб. «Гидродинамика».* – 1972. – № 4. – С. 25-32.
18. Миндубаев М.Г. Результаты численного моделирования 2D конвекции в наклонных пористых слоях // *Уральский геофизический вестник.* – 2014. – № 1(23). – С. 67-71.
19. Nield D.A., Bejan A. *Convection in porous media.* – New York: Springer, 2006. – 640 p.
20. Берковский Б.Н., Ноготов Е.Ф. Разностные схемы исследования задач теплообмена. – Минск: Наука и техника, 1976. – 142 с.
21. Самарский А.А. *Теория разностных схем.* – М.: Наука, 1989. – 616 с.
22. Галушкин Ю.И. Моделирование осадочных бассейнов и оценка их нефтегазоносности. – М.: Научный мир, 2007. – 456 с.

References

1. Lyubimova E.A., Vlasov V.K., Osnach A.I. *Teplovye potoki iz kory i verkhney mantii* [Heat flows from the crust and upper mantle of the Earth], ed. by V.I. Vlodovets and E.A. Lyubimova. Moscow: Nauka, 1973. Pp. 7-18.
2. Lopatnikov S.L. Thermal convection and the formation of oil. *Doklady Earth Sciences*, 1995, vol. 345, no. 4, pp. 541-543.
3. Karakin A.V., Lobkovsky L.I., Myasnikov V.P. *Teoreticheskie i eksperimental'nye issledovaniya po geotermike morej i okeanov* [Theoretical and experimental studies on geothermics of seas and oceans], ed. by E.A. Lyubimova and Y.M. Pushcharovskii. Moscow: Nauka, 1984. Pp. 9-17.
4. Myasnikov V.P., Ivanov V.V. *Teoreticheskie i eksperimental'nye issledovaniya po geotermike morey i okeanov* [Theoretical and experimental studies on geothermics of seas and oceans] ed. by E.A. Lyubimova and Y.M. Puscharovskii. Moscow: Nauka, 1984. Pp. 81-89.
5. Horton C.W., Rogers F.T.Jr. Convection currents in a porous medium. *J. Appl. Phys.*, 1945, vol. 16, no. 6, pp. 367-370. DOI
6. Lapwood E. R. Convection of a fluid in a porous medium. *Math. Proc. Cambridge*, 1948, vol. 44, no. 4, pp. 508-521. DOI
7. Gershuni G.Z., Zhukhovitskii E.M. *Convective stability of incompressible liquid.* Jerusalem: Wiley, Keter Press, 1976.
8. Kolesnikov A.K., Lyubimov D.V. O konvektivnoj neustojchivosti zhidkosti v naklonnom cloe poristoj sredy [Convective instability of liquid in an inclined layer of a porous medium]. *J. Appl. Mech. Tech. Phys.*, 1973, no. 3, pp. 127-131.
9. Caltagirone J.P., Bories S. Solutions and stability criteria of natural convective flow in an inclined porous layer. *J. Fluid Mech.*, 1985, vol. 155, pp. 267-287. DOI
10. Rees D.A.S., Bassom A.P. The onset of Darcy-Bénard convection in an inclined layer heated from below. *Acta Mech.*, 2000, vol. 144, no. 1-2, pp. 103-118. DOI
11. Inaba H., Sugavara M., Blumenberg J. Natural convection heat transfer in an inclined porous layer. *Int. J. Heat Mass Tran.*, 1988, vol. 31, no. 7, pp.1365-1374. DOI
12. Barletta A., Rees D.A.S. Linear instability of the Darcy-Hadley flow in an inclined porous layer. *Phys. Fluids*, 2012, vol. 24, no. 7, 074104. DOI
13. Malkovsky V.I., Pek A.A. Usloviya razvitiya teplovoj konveksii odnofaznogo flyuida v vertikal'nom razlome [Condition for the onset of thermal convection of a homogeneous fluid in a vertical fault]. *Petrology*, 1997, vol. 5, no. 4, pp. 381-387.
14. Bobrov A.M., Lopatnikov S.L. Razvitie gidrotermal'noj konveksii v vertikal'noj pronitsaemoj zone, zaklyuchyonnoj v tryokhmernyj nepronitsaemij teploprovodnyj massiv [Development of hydrothermal convection in a vertical permeable zone enclosed in a three-dimensional impermeable heat-conducting rock mass]. *Izvestiya. Physics of the Solid Earth*, 2001, vol. 37, no. 3, pp. 249-256.
15. Hachai Yu.V., Mindubaev M.G. O vliyani svobodnoj konveksii v 3D-strukture poristoj sredy na eksperimental'nye otsenki geotermicheskogo potoka [On influence of free convection in 3D-structure of porous medium on experimental estimation of geothermal flow]. *Monitoring. Nauka i Tekhnologii – Monitoring. Science and Technologies*, 2012, no. 4, pp. 6-11.
16. Mindubaev M.G. 3D modeli svobodnoj konveksii poristoy sredy i ego vliyanie na otsenki geotermicheskogo potoka [3D models of free convection in a porous medium and its influence on assessment of the geothermal flow]. *Voprosy teorii i*

- praktiki geologicheskoy interpretatsii gravitatsionnykh, magnitnykh i elektricheskikh polej* [Theory and practice of geological interpretation of gravity, magnetic and electric fields]. Yekaterinburg, 2014. Pp.156-159.
17. Dement'ev O.N., Lyubimov D.V. O vozniknovenii konveksii v gorizonta'l'nom sloe poristoy sredy [On the occurrence of convection in a horizontal plane layer of a porous medium]. *Uchenye zapiski – Perm State University. Hydrodynamics*. 1972, no. 4. pp. 25-32.
 18. Mindubaev M.G. Rezultaty chislennogo modelirovaniya 2D konveksii v naklonnykh poristyykh sloyakh [Results of numerical modeling 2d convection in an inclined porous layers]. *Uralskiy geofizicheskiy vestnik*, 2014, no. 1(23), pp. 67-71.
 19. Nield D.A., Bejan A. *Convection in porous media*. New York: Springer, 2006. 640 p.
 20. Berkovsky B.N., Nogotov E.F. *Raznostnye skhemy issledovaniya zadach teploobmena* [Difference schemes of studying heat transfer problems]. Minsk: Nauka i tekhnika, 1976. 142 p.
 21. Samarsky A.A. *Teoriya raznostnykh skhem* [The theory of difference schemes]. Moscow: Nauka, 1989. 616 p.
 22. Galushkin Yu.I. *Modelirovanie osadochykh bassejnov i otsenka ikh neftegazonosnosti* [Modeling of sedimentary basins and evaluation of their oil- and gas-content]. Moscow: Nauchnyi mir, 2007. 456 p.

Поступила в редакцию 17.03.2015; опубликована в электронном виде 30.09.2015