

УДК 536.2
PACS 47.55.pb

Конвективный теплоперенос степенной жидкости в полости с источником энергии нестационарного объемного тепловыделения

Д. С. Лоенко, М. А. Шеремет

Томский государственный университет
634050, Томск, пр. Ленина, 36
email: whiteink@bk.ru
email: sheremet@math.tsu.ru

Проводится численный анализ нестационарных режимов естественной конвекции неньютоновской жидкости в замкнутой полости при наличии локального источника энергии переменного объемного тепловыделения. Для описания неньютоновского характера течения рабочей среды используется модель степенной жидкости Оствальда-де-Вилля. Определяющие дифференциальные уравнения в частных производных сформулированы в безразмерных переменных «функция тока–завихренность». Полученная краевая задача математической физики решена численно методом конечных разностей на равномерной сетке. Исследования проведены в широком диапазоне изменения степенного показателя для жидкости и частоты колебаний плотности объемного тепловыделения источника энергии. Установлены распределения изолиний функции тока и температуры, а также среднего числа Нуссельта на поверхности источника энергии и средней температуры внутри тепловыделяющего элемента, иллюстрирующие влияние определяющих параметров на режимы течения и теплоперенос.

Ключевые слова: естественная конвекция; степенная жидкость; локальный источник энергии переменного объемного тепловыделения

Поступила в редакцию 05.11.2019; принята к опубликованию 14.11.2019

Convective heat transfer of power-law fluid in a cavity with a heat source of time-dependent volumetric heat generation

D. S. Loenko, M. A. Sheremet

Tomsk State University
Lenin Avenue 36, 634050, Tomsk
email: whiteink@bk.ru
email: sheremet@math.tsu.ru

Numerical analysis of transient natural convection of non-Newtonian fluid in an enclosure with a local heat source of variable volumetric heat generation is carried out. The power-law fluid model of Ostwald-De-Waele is used for description of the non-Newtonian fluid behavior. The governing partial differential equations have been formulated in dimensionless variables «stream function–vorticity». The obtained boundary-value problem of mathematical physics has been solved numerically by the finite difference method using the uniform mesh. Investigations have been conducted in a wide range of the fluid power-law index and oscillation frequency of the heat source volumetric

heat generation. Distributions of streamlines and isotherms as well as average Nusselt number at heater surface and average temperature within the heater illustrating the effects of the governing parameters on the fluid flow and heat transfer have been obtained.

Keywords: natural convection; power-law fluid; local heat source of variable volumetric heat generation.

Received 05.11.2019; accepted 14.11.2019

doi: 10.17072/1994-3598-2019-4-44-50

1. Введение

В современных условиях развития электронной промышленности и приборостроения вопрос охлаждения тепловыделяющих элементов приобретает большое значение в связи с прямой зависимостью функционирования всего устройства от диапазона рабочих температур. Одним из наиболее популярных и менее затратных пассивных способов охлаждения источников тепловой энергии является реализация режимов свободной конвекции, где в качестве агента теплообмена используется неньютоновская жидкость [1, 2]. Особенностью неньютоновских сред является наличие нелинейной зависимости между тензором напряжений и тензором скоростей деформации [3].

Следует отметить, что в большинстве опубликованных работ рассматриваются режимы свободно-конвективного теплопереноса в замкнутых областях при наличии источников или стоков энергии постоянной температуры или постоянной плотности теплового потока [1, 2, 4–11]. Так, например, стационарные режимы естественной конвекции степенной жидкости в замкнутой квадратной полости при наличии частично-обогреваемой нижней стенки и охлаждающих боковых вертикальных стенок проанализированы в [1]. В результате установлена интенсификация конвективного теплопереноса вблизи нагреваемой части стенки при уменьшении степенного показателя для жидкости, что обусловлено уменьшением вязкости при увеличении напряжения сдвига. Исследование стационарных режимов естественной конвекции неньютоновских сред между двумя вертикальными пластинами проведено в [4]. Динамика неньютоновских жидкостей описана с использованием модели Оствальда-де-Вилля. В результате численной реализации в пакете ANSYS Fluent установлена интенсификация теплопереноса в случае псевдопластичных жидкостей с ростом чисел Рэлея и Прандтля. Моделирование свободноконвективного теплопереноса неньютоновской жидкости в вертикальной замкнутой полости при наличии постоянных тепловых потоков на вертикальных стенках проведено в [5]. Исследования отражают сильное влияние псевдопластичности рассматриваемой среды на естественную конвекцию в полости. При этом низкие значения степенного показателя для жидкости характеризуют воз-

никновение колебательного течения. Влияние тепловых граничных условий на внутреннем блоке внутри квадратной изотермически охлаждаемой полости, заполненной степенной жидкостью, проанализировано в [6]. В результате исследований получены корреляционные зависимости для среднего числа Нуссельта на поверхности внутреннего нагреваемого блока в зависимости от вида граничных условий. Численный анализ естественной конвекции степенной жидкости в замкнутой квадратной полости с изотермическими вертикальными стенками при воздействии постоянного магнитного поля проведен в [7]. В результате применения метода решеточных уравнений Больцмана показана интенсификация теплопереноса и гидродинамики при уменьшении степенного показателя для жидкости, а также снижении числа Гартмана.

Целью настоящей работы является численный анализ нестационарных режимов термогравитационной конвекции неньютоновской степенной жидкости в замкнутой полости с локальным источником энергии переменного объемного тепловыделения. Рассматриваемая постановка задачи имеет непосредственное отношение к разработке системы пассивного охлаждения тепловыделяющего элемента с использованием неньютоновских сред.

2. Математическая модель и метод решения

Рассматривается нестационарный процесс термогравитационной конвекции в замкнутой квадратной полости при наличии локального источника нестационарного объемного тепловыделения (рис. 1). Горизонтальные стенки полости теплоизолированы, а вертикальные поддерживаются при постоянной низкой температуре T_c . Источник тепла расположен в центре нижней горизонтальной стенки. Плотность объемного тепловыделения описывается по закону:

$$Q = 0.5q \{1 - \sin(\xi t)\}, \quad (2.1)$$

где q – объемная плотность теплового потока, ξ – частота колебаний, t – время.

Для описания поведения неньютоновской жидкости используется модель Оствальда-де-Вилля [12]:

$$\tau_{ij} = 2\mu_{eff} D_{ij} = 2K(2D_{kl}D_{kl})^{\frac{n-1}{2}} D_{ij}. \quad (2.2)$$

Здесь $D_{ij} = 0.5(\partial u_i/\partial x_j + \partial u_j/\partial x_i)$ – компоненты тензора скоростей деформации; u_i, u_j – компоненты вектора скорости, соответствующие координатам x_i, x_j ; μ_{eff} – эффективный коэффициент вязкости; K – коэффициент густоты потока; n – степенной показатель для жидкости.

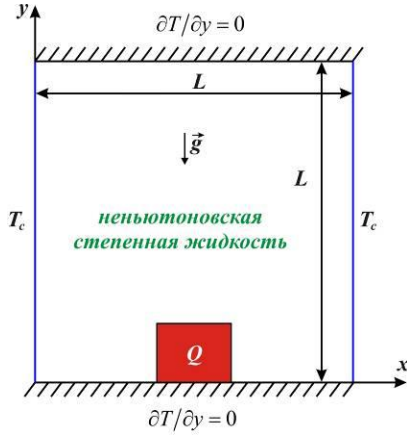


Рис. 1. Область решения задачи

Дифференциальные уравнения переноса массы, импульса и энергии в рассматриваемой области имеют вид нестационарных уравнений Обербека–Буссинеска для случая степенной жидкости, сформулированных в безразмерных преобразованных переменных «функция тока – завихренность»:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} = -\Omega, \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial \Omega}{\partial \tau} + \frac{\partial \Psi}{\partial Y} \frac{\partial \Omega}{\partial X} - \frac{\partial \Psi}{\partial X} \frac{\partial \Omega}{\partial Y} = \left(\frac{Ra}{Pr} \right)^{\frac{n-2}{2}} \times \left[\nabla^2 (\tilde{M}\Omega) + S_\Omega \right] + \frac{\partial \Theta}{\partial X}, \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} + \frac{\partial \Psi}{\partial Y} \frac{\partial \Theta}{\partial X} - \frac{\partial \Psi}{\partial X} \frac{\partial \Theta}{\partial Y} = \frac{1}{\sqrt{Ra \cdot Pr}} \left(\frac{\partial^2 \Theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial Y^2} \right), \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} = \frac{a_{sf}}{\sqrt{Ra \cdot Pr}} \left(\frac{\partial^2 \Theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial Y^2} + \frac{1}{2} [1 - \sin(f\tau)] \right). \quad (2.6)$$

Здесь X, Y – безразмерные координаты, соответствующие координатам x, y ; τ – безразмерное время; Θ – безразмерная температура; Ψ – безразмерная функция тока ($U = \partial \Psi / \partial Y, V = -\partial \Psi / \partial X$); Ω –

безразмерный аналог завихренности скорости ($\Omega = \partial V / \partial X - \partial U / \partial Y$); a_{sf} – относительный коэффициент температуропроводности; $Pr = \tilde{\nu} / a$ – число Прандтля; $Ra = g\beta\Delta T L^3 / \tilde{\nu} a$ – число Рэлея. Безразмерная вязкость \tilde{M} и источник член S_Ω в уравнении (2.4) имеют вид

$$\tilde{M} = \left[4 \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X \partial Y} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} - \frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} \right)^2 \right]^{\frac{n-1}{2}},$$

$$S_\Omega = 2 \left[\frac{\partial^2 \tilde{M}}{\partial X^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \tilde{M}}{\partial Y^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} - 2 \frac{\partial^2 \tilde{M}}{\partial X \partial Y} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial X \partial Y} \right].$$

Коэффициент эффективной кинетической вязкости определяется следующим образом [12]:

$$\tilde{\nu} = \left(\frac{K}{\rho} \right)^{\frac{1}{2-n}} \cdot L^{\frac{2(1-n)}{2-n}}.$$

Следует отметить, что в качестве характерного расстояния был выбран размер полости L , масштаб скорости – $\sqrt{g\beta\Delta T L}$, масштаб времени – $\sqrt{L/g\beta\Delta T}$, масштаб функции тока – $\sqrt{g\beta\Delta T L^3}$, масштаб завихренности – $\sqrt{g\beta\Delta T/L}$, а безразмерная температура была введена следующим образом: $\Theta = (T - T_c) / \Delta T$, где $\Delta T = qL^2 / \lambda_{hs}$. Здесь g – ускорение свободного падения; β – температурный коэффициент объемного расширения; λ_{hs} – коэффициент теплопроводности материала источника энергии.

Выпишем начальные и граничные условия для сформулированной задачи (2.3)–(2.6).

В начальный момент времени предполагалось, что жидкость, заполняющая полость, неподвижна, поэтому $\Psi(X, Y, 0) = \Omega(X, Y, 0) = 0$. Начальная температура, вследствие выбранного обезразмеривания, принимала вид $\Theta(X, Y, 0) = 0$.

Граничные условия:

- на границах $Y = 0$ и $Y = 1$:
 $\Psi = 0, \frac{\partial \Psi}{\partial Y} = 0, \frac{\partial \Theta}{\partial Y} = 0;$
- на границах $X = 0$ и $X = 1$:
 $\Psi = 0, \frac{\partial \Psi}{\partial X} = 0, \Theta = 0;$
- на поверхности источника энергии:

$$\Psi = 0, \Omega = -\frac{\partial^2 \Psi}{\partial \bar{n}^2}, \begin{cases} \Theta_{hs} = \Theta_f \\ k \frac{\partial \Theta_{hs}}{\partial \bar{n}} = \frac{\partial \Theta_f}{\partial \bar{n}} \end{cases}.$$

Здесь k – относительный коэффициент теплопроводности.

Сформулированная краевая задача для дифференциальных уравнений в частных производных (2.3)–(2.6) с соответствующими начальными и граничными условиями решена методом конечных разностей [13, 14] на равномерной сетке с применением локально-одномерной схемы А.А. Самарского для решения уравнений параболического типа (2.4)–(2.6). Аппроксимация уравнения эллиптического типа (2.3) проводилась с использованием центральных разностей. При этом полученное сеточное уравнение решалось методом последовательной верхней релаксации.

Разработанный метод решения был протестирован на ряде модельных задач свободноконвективного теплопереноса. Детальное описание тестовых задач представлено в работах [14, 15].

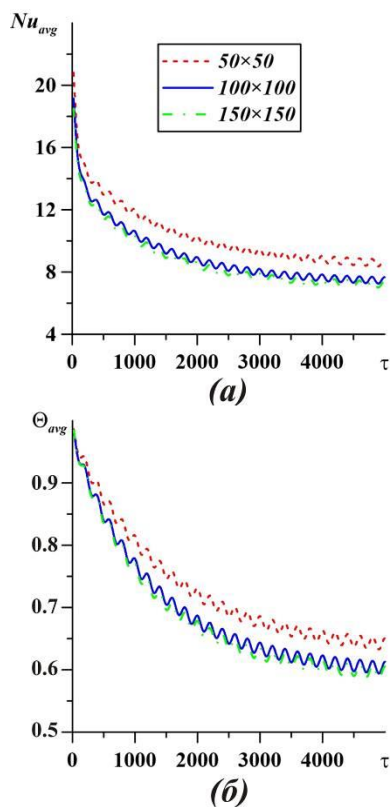


Рис. 2. Зависимость: а – среднего числа Нуссельта на поверхности источника энергии; б – средней температуры внутри источника энергии от времени и размерности разностной сетки

На рис. 2 изображены временные зависимости среднего числа Нуссельта на поверхности источника энергии и средней температуры внутри нагревателя от размерности разностной сетки при $Ra = 10^5$, $Pr = 100.0$, $n = 0.6$, $k = 100$, $f = 0.01\pi$. Представленные распределения отражают формирование периодической по времени структуры при достижении квазистационарного состояния, когда

с ростом времени осреднение полученных распределений по любому временному участку будет давать постоянное значение. Причиной колебаний является наличие переменного объемного тепловыделения внутри источника энергии.

Учитывая зависимость вычислительного времени от размерности разностной сетки, дальнейший анализ был проведен на сетке размерности 100×100 .

3. Результаты численного моделирования

Математическое моделирование термогравитационной конвекции степенной жидкости в замкнутой полости было проведено в широком диапазоне изменения следующих параметров: степенной показатель для жидкости $n = 0.6$ – 1.4 и частота колебаний объемного тепловыделения $f = 0.01\pi$ – 0.1π при $Ra = 10^5$, $Pr = 100$, $k = 100$.

На рис. 3 представлены распределения изолиний функции тока и температуры, отражающие влияние степенного показателя для жидкости на структуру течения и теплоперенос при $f = 0.01\pi$.

Из рисунка видно, что степенной показатель для жидкости не оказывает существенного влияния на гидродинамику в полости. Независимо от значения n внутри полости формируются две конвективные ячейки, отражающие наличие восходящих потоков вблизи источника энергии и нисходящих потоков около охлаждающих вертикальных стенок. Однако с ростом n можно заметить, что конвективный механизм переноса импульса ослабевает, поэтому скорость течения снижается, что можно проследить по максимальным значениям функции тока. В свою очередь, распределение температуры иллюстрирует более интенсивный прогрев полости с ростом n . Наблюдаемые изменения объясняются исходя из характера рассматриваемой степенной жидкости (2.2): $n < 1$ – псевдопластичная жидкость, вязкость которой уменьшается с увеличением скорости деформации; $n = 1$ – ньютоновская жидкость, которая имеет линейную зависимость между компонентами тензора скоростей деформации и тензора напряжений; $n > 1$ – дилатантная жидкость, вязкость которой растет с увеличением скорости деформации. Таким образом, с ростом n увеличивается вязкость рабочей среды, что проявляется в менее интенсивном движении и, как результат, в менее интенсивном охлаждении полости со стороны вертикальных стенок.

Зависимость среднего числа Нуссельта и средней температуры от степенного показателя для жидкости и времени изображена на рис. 4.

С течением времени наблюдается установление квазистационарного периодического режима. При этом рост степенного показателя для жидкости характеризует сокращение времени достижения пе-

риодичности в распределениях данных интегральных параметров. Следует отметить, что в условиях квазистационарного периодического режима среднее число Нуссельта не так существенно изменяется при варьировании n , как это было на начальном этапе $\tau < 2000$. В свою очередь, уменьшение n проявляется в увеличении среднего числа Нуссельта и снижении средней температуры внутри источника, что характеризует интенсификацию конвективного теплообмена и, соответственно, усиление теплосъема с поверхности источника энергии. Отсюда следует, что псевдопластичная жидкость ($n < 1$) является наиболее оптимальной средой для охлаждения тепловыделяющих элементов в режимах естественной конвекции в замкнутых областях.

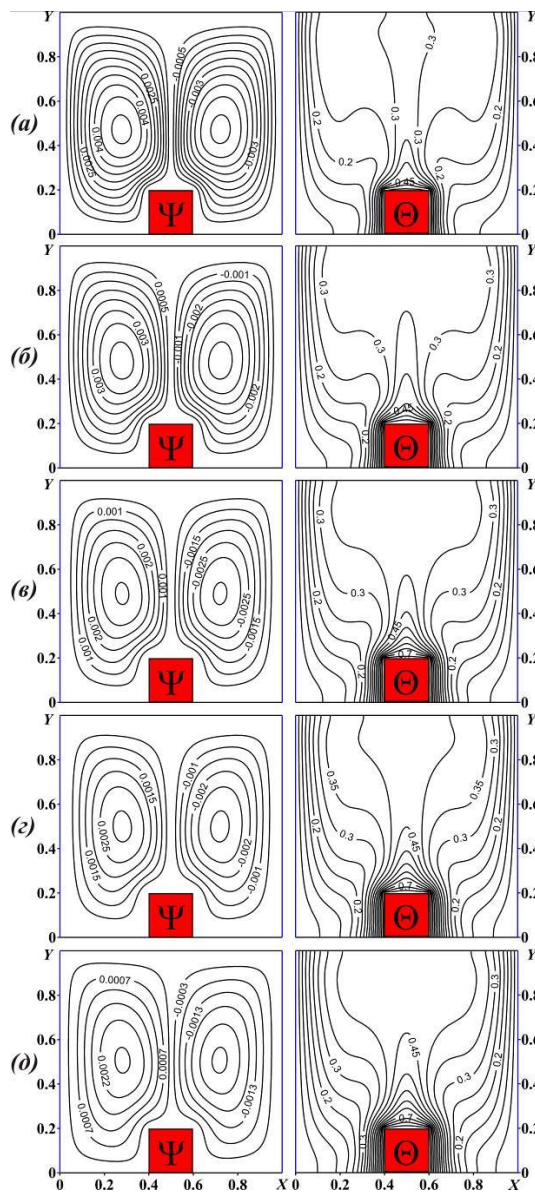


Рис. 3. Изолинии функции тока Ψ и температуры Θ при: а – $n = 0.6$; б – $n = 0.8$; в – $n = 1.0$; г – $n = 1.2$; д – $n = 1.4$

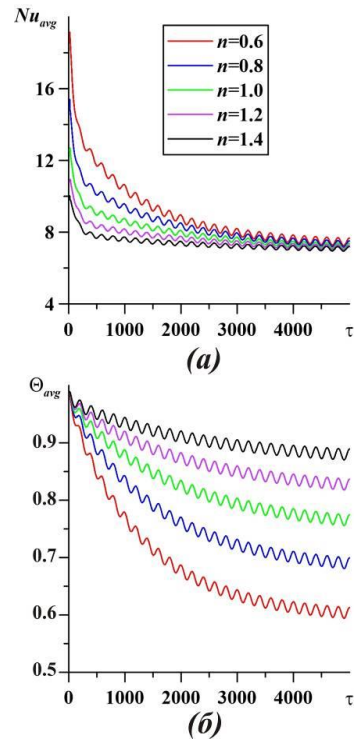


Рис. 4. Зависимость: а – среднего числа Нуссельта Nu_{avg} ; б – средней температуры Θ_{avg} от степенного показателя для жидкости n

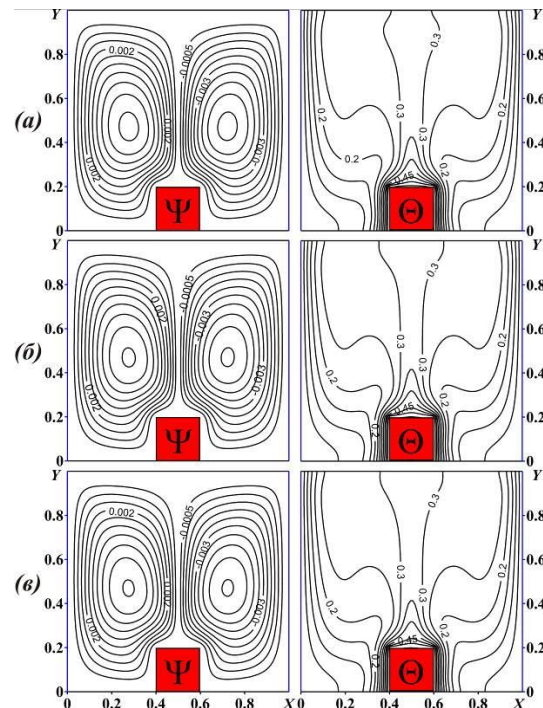


Рис. 5. Изолинии функции тока Ψ и температуры Θ при: а – $f = 0.01\pi$; б – $f = 0.05\pi$; в – $f = 0.1\pi$

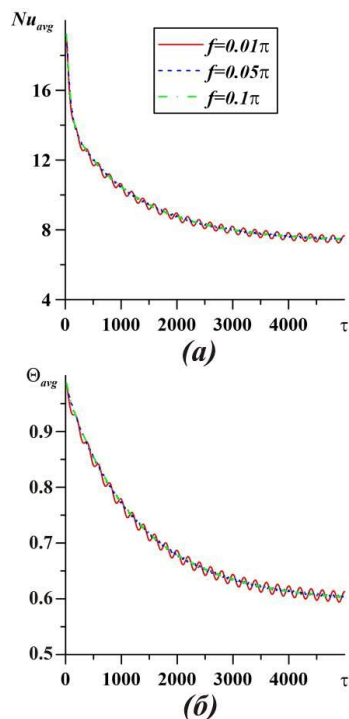


Рис. 6. Зависимость: а – среднего числа Нуссельта Nu_{avg} ; б – средней температуры Θ_{avg} ; от степенного показателя для жидкости n

В ходе исследования также был проведен анализ влияния частоты колебаний плотности объемного тепловыделения источника энергии на структуру течения и теплоперенос. Полученные распределения линий тока и поля температуры представлены на рис. 5 при $n = 0.6$. Линии тока позволяют увидеть, что структура течения в полости не изменяется с увеличением f , при этом небольшие изменения в поле температуры характеризуют влияние осцилляций плотности объемного тепловыделения.

Зависимости среднего числа Нуссельта и средней температуры внутри источника от времени и частоты f , представленные на рис. 6, показывают также отсутствие существенных различий. Вместе с тем снижение частоты колебаний объемного тепловыделения обуславливает рост амплитуды колебаний среднего числа Нуссельта и средней температуры. В случае же $f = 0.05\pi$ и 0.1π различия в интегральных параметрах отсутствуют.

4. Заключение

Проведено математическое моделирование нестационарной термогравитационной конвекции неньютоновской степенной жидкости в замкнутой квадратной полости с локальным источником переменного объемного тепловыделения. Исследования реализованы в широком диапазоне изменения определяющих параметров: $n = 0.6-1.4$; $f = 0.01\pi-0.1\pi$; $0 \leq \tau \leq 5000$. Установлено, что с уве-

личением степенного показателя для жидкости конвективный теплоперенос существенно ослабевает, поэтому наилучшим хладагентом является псевдопластичная жидкость ($n < 1$). Показано также, что снижение частоты колебаний плотности объемного тепловыделения приводит к росту амплитуды колебаний среднего числа Нуссельта и средней температуры внутри источника энергии.

Работа выполнена при финансовой поддержке Совета по грантам Президента РФ для молодых российских ученых (грант МД-821.2019.8).

Список литературы

1. Yigit S., Battu M., Turan O., Chakraborty N. Free convection of power-law fluids in enclosures with partially heating from bottom and symmetrical cooling from sides // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2019. Vol. 145, 118782.
2. Rodriguez-Nunez K., Tabilo E., Moraga N. O. Conjugate unsteady natural heat convection of air and non-Newtonian fluid in thick walled cylindrical enclosure partially filled with a porous media // International Communications in Heat and Mass Transfer. 2019. Vol. 108, 104304.
3. Уилкинсон У. Л. Неньютоновские жидкости. Гидромеханика, перемешивание и теплообмен. М.: Мир, 1964. 216 с.
4. Zhou E., Bayazitoglu Y. Developing laminar natural convection of power law fluids in vertical open ended channel // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2019. Vol. 128. P. 354–362.
5. Alloui Z., Vasseur P. Natural convection of Carreau–Yasuda non-Newtonian fluids in a vertical cavity heated from the sides // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2015. Vol. 84. P. 912–924.
6. Gangawane K. M., Manikandan B. Laminar natural convection characteristics in an enclosure with heated hexagonal block for non-Newtonian power law fluids // Chinese Journal of Chemical Engineering. 2017. Vol. 25. P. 555–571.
7. Kefayati Gh. R. Simulation of magnetic field effect on natural convection of non-Newtonian power-law fluids in a sinusoidal heated cavity using FDLBM // International Communications in Heat and Mass Transfer. 2014. Vol. 53. P. 139–153.
8. Matin M. H., Khan W. A. Laminar natural convection of non-Newtonian power-law fluids between concentric circular cylinders // International Communications in Heat and Mass Transfer. 2013. Vol. 43. P. 112–121.
9. Любимов Д. В., Перминов А. В. О движении тонкого наклонного слоя псевдопластичной жидкости // Инженерно-физический журнал. 2002. Т. 75, № 4. С. 123–127.
10. Любимов Д. В., Перминов А. В. Устойчивость стационарного движения слоя неньютоновской

- жидкости // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 2012. № 6. С. 15–23.
11. Перминов А. В., Любимова Т. П. Устойчивость стационарного плоскопараллельного течения псевдопластической жидкости в плоском вертикальном слое // Вычислительная механика сплошных сред. 2014. Т. 7, № 3. С. 270–278.
 12. Khezzar L., Siginer D., Vinogarov I. Natural convection of power law fluids in inclined cavities // *International Journal of Thermal Sciences*. 2012. Vol. 53. P. 8–17.
 13. Пасконов В.М., Полежаев В.И., Чудов Л.А. Численное моделирование процессов тепло- и массообмена. М.: Наука, 1984. 288 с.
 14. Loenko D. S., Shenoy A., Sheremet M. A. Natural convection of non-Newtonian power-law fluid in a square cavity with a heat-generating element // *Energies*. 2019. Vol. 12, 2149.
 15. Михайленко С. А., Шеремет М. А. Моделирование конвективного теплопереноса во вращающейся замкнутой полости с локальным источником энергии // Вестник Пермского Университета. Физика. 2017. №. 1. С. 19–25.
 6. Gangawane K. M., Manikandan B. Laminar natural convection characteristics in an enclosure with heated hexagonal block for non-Newtonian power law fluids. *Chinese Journal of Chemical Engineering*. 2017, vol. 25, pp. 555–571.
 7. Kefayati Gh. R. Simulation of magnetic field effect on natural convection of non-Newtonian power-law fluids in a sinusoidal heated cavity using FDLBM. *International Communications in Heat and Mass Transfer*. 2014, vol. 53, pp. 139–153.
 8. Matin M. H., Khan W. A. Laminar natural convection of non-Newtonian power-law fluids between concentric circular cylinders. *International Communications in Heat and Mass Transfer*. 2013, vol. 43, pp. 112–121.
 9. Lyubimov D. V., Perminov A. V. Motion of a thin oblique layer of a pseudoplastic fluid. *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*. 2002, vol. 75, pp. 920–924.
 10. Lyubimov D. V., Perminov A. V. Stability of steady-state non-Newtonian fluid layer flow. *Fluid Dynamics*. 2012, vol. 47, pp. 694–701.
 11. Lyubimov D. V., Perminov A. V. Ustoichivost stacionarnogo ploskoparallelnogo techeniya pсевдопластичной жидкости v ploskom vertikalnom sloe. *Computational Continuum Mechanics*, 2014, vol. 7, no 3, pp. 270–278 (In Russian).
 12. Khezzar L., Siginer D., Vinogarov I. Natural convection of power law fluids in inclined cavities. *International Journal of Thermal Sciences*, 2012, vol. 53, pp. 8–17.
 13. Paskonov V. M., Polezhaev V. I., Chudov L. A. *Chislennoe modelirovanie processov teplo- i mas-soobmena*. Moscow: Nauka, 1984, 288 p. (In Russian).
 14. Loenko D. S., Shenoy A., Sheremet M. A. Natural convection of non-Newtonian power-law fluid in a square cavity with a heat-generating element. *Energies*, 2019, vol. 12, 2149.
 15. Mikhailenko S. A., Sheremet M. A. Simulation of convective heat transfer inside a rotating enclosure with a local heat source. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2017, no 1, pp. 19–25. (In Russian).

References

1. Yigit S., Battu M., Turan O., Chakraborty N. Free convection of power-law fluids in enclosures with partially heating from bottom and symmetrical cooling from sides. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2019, vol. 145, 118782.
2. Rodriguez-Nunez K., Tabilo E., Moraga N. O. Conjugate unsteady natural heat convection of air and non-Newtonian fluid in thick walled cylindrical enclosure partially filled with a porous media. *International Communications in Heat and Mass Transfer*. 2019, vol. 108, 104304.
3. Wilkinson W. L. *Non-Newtonian fluids. Fluid mechanics, mixing and heat transfer*. London: Pergamon Press, 1960, 138 p.
4. Zhou E., Bayazitoglu Y. Developing laminar natural convection of power law fluids in vertical open ended channel. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2019, vol. 128, pp. 354–362.
5. Alloui Z., Vasseur P. Natural convection of Carreau–Yasuda non-Newtonian fluids in a vertical cavity heated from the sides. *International Journal*

Просьба ссылаться на эту статью в русскоязычных источниках следующим образом:

Лоенко Д. С., Шеремет М. А. Конвективный теплоперенос степенной жидкости в полости с источником энергии нестационарного объемного тепловыделения // Вестник Пермского университета. Физика. 2019. № 4. С. 44–50. doi: 10.17072/1994-3598-2019-4-44-50

Please cite this article in English as:

Loenko D. S., Sheremet M. A. Convective heat transfer of power-law fluid in a cavity with a heat source of time-dependent volumetric heat generation // *Bulletin of Perm University. Physics*, 2019, no. 4, pp. 44–50. doi: 10.17072/1994-3598-2019-4-44-50