

**КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛОПЕРЕНОС СТЕПЕННОЙ ЖИДКОСТИ В ПОЛОСТИ С
ИСТОЧНИКОМ ЭНЕРГИИ НЕСТАЦИОНАРНОГО ОБЪЕМНОГО
ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЯ**

Д.С. Лоечко, студент гр. 041814,

М.А. Шеремет, д.ф.-м.н., доц.

Томский государственный университет, 634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,

E-mail: whiteink@bk.ru

В современном мире вопрос охлаждения электронных приборов приобретает большое значение с усовершенствованием техники. Одним из наиболее популярных и менее затратных пассивных способов охлаждения тепловыделяющих элементов является реализация режимов свободно-конвективного теплопереноса, где в качестве агента теплообмена используется неньютоновская жидкость. Неньютоновские среды также находят свое применение и в пищевой промышленности, струйной печати, фармацевтической промышленности, обработке полимеров, солнечных коллекторах и т.д. [1].

Принимая во внимание отмеченное обстоятельство, целью данного исследования является математическое моделирование термогравитационной конвекции степенной жидкости в замкнутой полости с тепловыделяющим элементом. Область решения изображена на рисунке 1. Горизонтальные стенки полости теплоизолированы, а вертикальные поддерживаются при постоянной низкой температуре T_c . Источник тепла расположен в центре нижней горизонтальной стенки с переменным объемным тепловыделением, соответствующим закону $Q = 0.5q\{1 - \sin(\xi t)\}$. Для описания поведения неньютоновской жидкости используется модель Оставльда-де-Вилла [2]:

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

Система нестационарных дифференциальных уравнений в преобразованных безразмерных переменных, описывающая данную постановку, выглядит следующим образом (1) – (4):

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} = -\Omega \quad (1)$$

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

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} + \frac{\partial \Psi}{\partial Y} \frac{\partial \Theta}{\partial X} - \frac{\partial \Psi}{\partial X} \frac{\partial \Theta}{\partial Y} = \frac{1}{\sqrt{Ra \cdot Pr}} \left(\frac{\partial^2 \Theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial Y^2} \right) \quad (3)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} = \frac{1}{\sqrt{Ra \cdot Pr}} \left(\frac{\partial^2 \Theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial Y^2} + \frac{1}{2} [1 - \sin(f\tau)] \right) \quad (4)$$

Здесь Ψ , Θ , Ω – безразмерные функции тока, температуры и вихря соответственно, f – относительная частота колебаний. Безразмерная вязкость $M^{\%}$ и источниковый член S_{Ω} в уравнении (2) имеют вид:

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

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

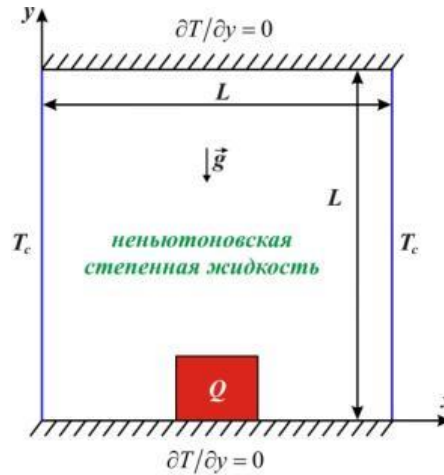


Рис. 1. Область решения

Критерии подобия для системы (1) – (4): число Рэлея – $Ra = \frac{g\beta\Delta TL^3}{\mathcal{M}a}$, число Прандтля – $Pr = \frac{\mathcal{M}}{a}$. Коэффициент эффективной кинетической вязкости определяется следующим образом [2]: $\mathcal{M} = \left(\frac{K}{\rho} \right)^{\frac{1}{2-n}} \cdot L^{\frac{2(1-n)}{2-n}}$.

Начальные условия для системы выглядят следующим образом: $\Psi = \Theta = \Omega = 0$.

Граничные условия:

в полости: $X = 0$ и $X = 1, 0 \leq Y \leq 1, \Psi = 0, \frac{\partial \Psi}{\partial X} = 0, \Theta = 0$

$Y = 0$ и $Y = 1, 0 \leq X \leq 1, \Psi = 0, \frac{\partial \Psi}{\partial Y} = 0, \frac{\partial \Theta}{\partial Y} = 0$

на поверхности источника: $\Psi = 0, \Omega = -\frac{\partial^2 \Psi}{\partial \bar{n}^2}, \begin{cases} \Theta_{ист} = \Theta_{ж} \\ k \frac{\partial \Theta_{ист}}{\partial \bar{n}} = \frac{\partial \Theta_{ж}}{\partial \bar{n}} \end{cases}$

Сформулированная краевая задача была решена численно методом конечных разностей на равномерной прямоугольной сетке. Разработанная вычислительная методика и используемая математическая модель были протестированы на модельных задачах [3].

Математическое моделирование термогравитационной конвекции степенной жидкости в замкнутой полости было проведено в широком диапазоне изменения следующих параметров: число Рэлея $Ra = 10^4 - 10^6$, показатель поведения жидкости $n = 0.6 - 1.4$, относительный коэффициент теплопроводности $k = 1, 10, 100$, относительная частота колебаний объемного тепловыделения $f = 0.01\pi - 0.5\pi$. Число Прандтля было зафиксировано $Pr = 10^2$.

На рисунке 2 представлено распределение линий тока и изотерм в зависимости от числа Ra при следующих параметрах: $n = 0.6, k = 100, f = 0.01\pi$. Видно, что с увеличением числа Рэлея происходит интенсификация конвективного теплопереноса в полости.

Влияние изменения индекса степенного закона показано на рисунке 3 при следующих параметрах: $Ra = 10^5$, $k = 100$, $f = 0.01\pi$. Среднее число Нуссельта уменьшается с ростом показателя поведения жидкости, что говорит об ослаблении конвективного теплопереноса в полости. В данном случае средняя температура в источнике возрастает, что хорошо просматривается на рисунке. Отсюда следует, что псевдопластическая жидкость ($n < 1$) является оптимальным хладагентом.

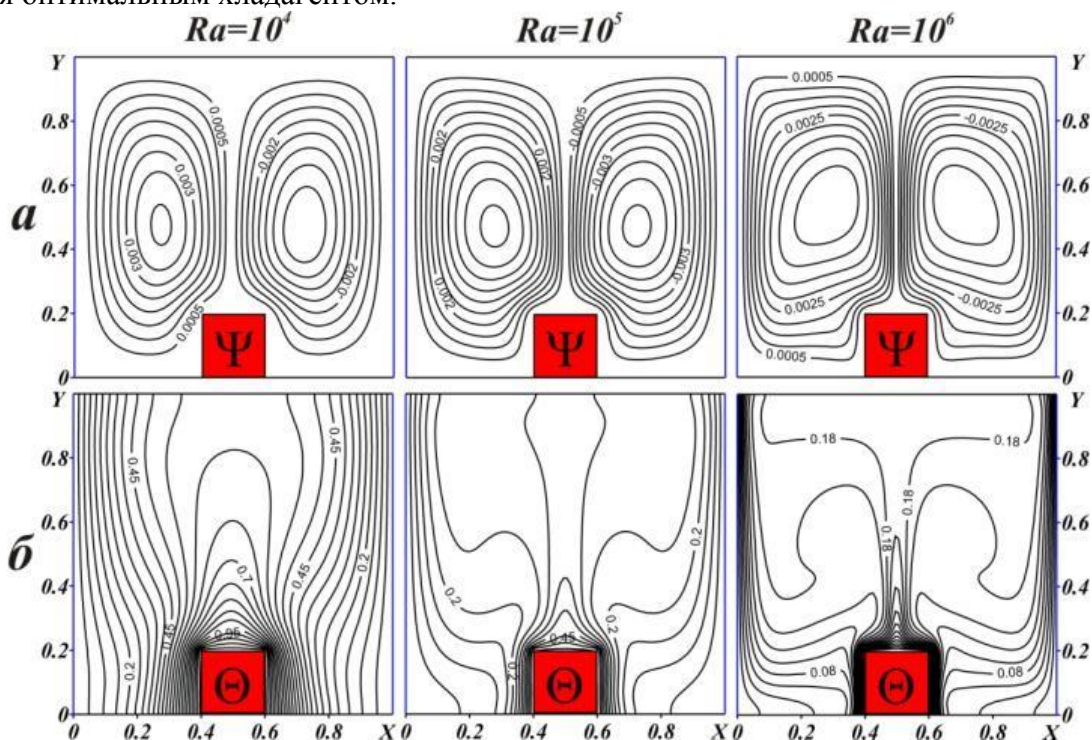


Рис. 2. Распределение линий тока Ψ (а) и изотерм Θ (б) для различных чисел Рэлея

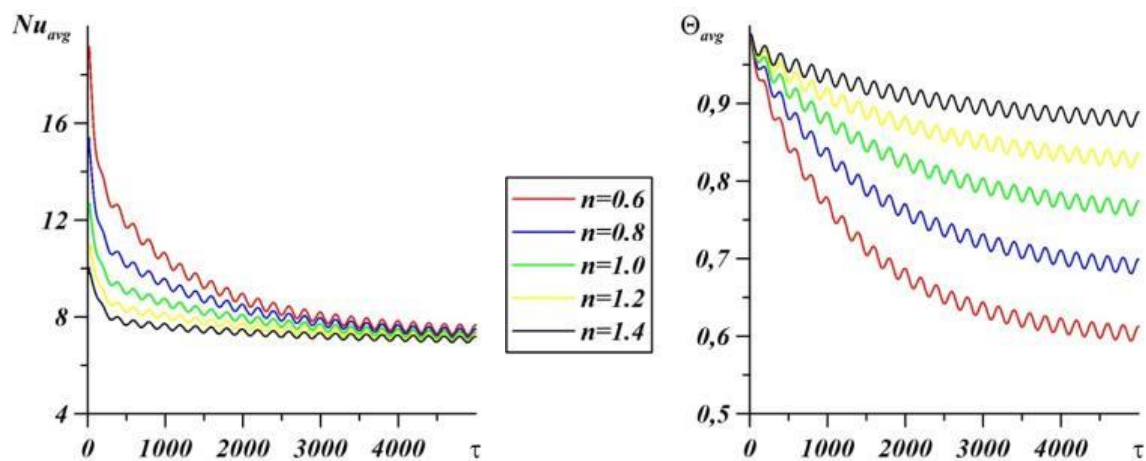


Рис. 3. Зависимость среднего числа Нуссельта Nu_{avg} и средней температуры Θ_{avg} от показателя поведения жидкости n

Изменение относительного коэффициента теплопроводности k также оказывает значительное влияние на исследуемый процесс. На рисунке 4 изображены изолинии функции тока и температуры при $Ra = 10^5$, $n = 0.6$, $f = 0.01\pi$. С ростом k конвективный теплообмен усиливается, форма ячеек внутри полости изменяется, при этом изотермы также меняют свою форму, образуя двумерный факел над тепловыделяющим элементом.

В ходе исследования был проведен анализ влияния частоты колебаний объемного тепловыделения источника энергии, результаты которого отражены на рисунке 5. Видно,

что малая частота осцилляций приводит к высокой амплитуде колебаний значений как среднего числа Нуссельта, так и средней температуры.

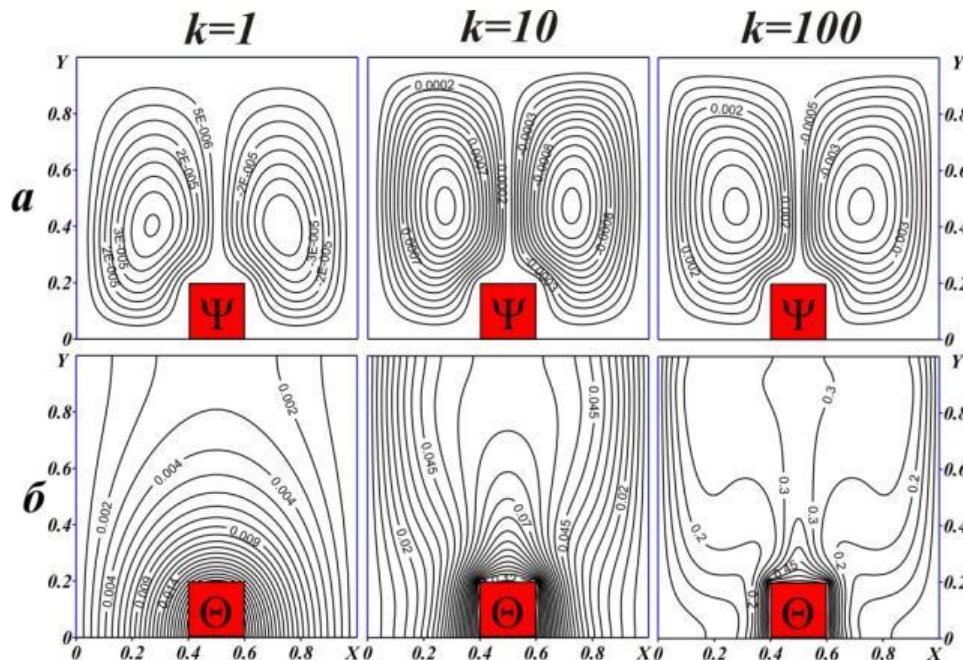


Рис. 4. Распределение линий тока Ψ (а) и изотерм Θ (б) при разных относительных коэффициентах теплопроводности

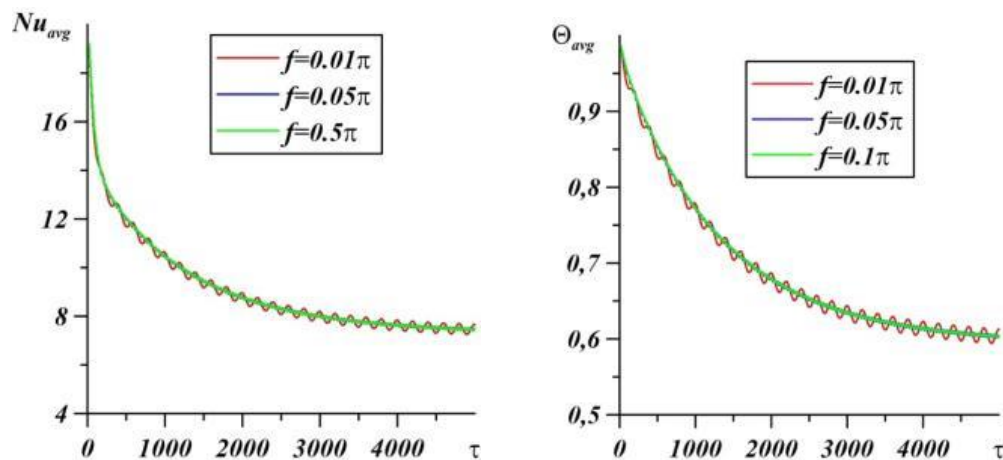


Рис. 5. Зависимость среднего числа Нуссельта Nu_{avg} и средней температуры Θ_{avg} от относительной частоты колебаний

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

Список литературы:

1. Bozorg M.V. Two-phase mixed convection heat transfer and entropy generation analysis of a non-Newtonian nanofluid inside a cavity with internal rotating heater and cooler / M.V. Bozorg, M. Siavashi // International Journal of Mechanical Sciences. – 2019. – Vol. 151. – Pp. 842-857.

2. Khezzar L. Natural convection of power law fluids in inclined cavities / L. Khezzar, D. Siginer, I. Vinogarov // International Journal of Thermal Sciences. – 2012. – Vol. 53. – P. 8–17.

Loenko D.S. Natural convection of non-Newtonian power-law fluid in a square cavity with a heat-generating element / D.S. Loenko, A. Shenoy, M.A. Sheremet // Energies. – 2019. – Vol. 12, No. 2149.