6. Mckay J., Schriempf J.T. Corrections for nonuniform surface-heating errors in flash-method thermal-diffusivity measurements // J. Appl. Phys. – 1976. – V. 47. – № 4. – P. 1668–1671.
7. Beedham R., Dalmple I.P. The measurement of thermal diffusivity by flash method. An investigation into errors arising from boundary conditions // Revue Int. Hautes Temp. Refract. – 1970. – V. 7. – P. 278–283.
8. Технологические лазеры. Справочник в 2-х т. / под ред. Г.А. Абильсиинова. – М.: Машиностроение, 1991. – Т. 1. – 431 с.
9. Кузнецов Г.В., Кац М.Д. Теоретический анализ методических погрешностей определения теплофизических характеристик конструкционных материалов импульсным методом в образце конечных размеров // Измерительная техника. – 2009. – № 4. – С. 34–36.
10. Рыкалин Н.Н., Углов А.А., Зуев И.В., Кокора А.Н. Лазерная и электронно-лучевая обработка материалов: Справочник. – М.: Машиностроение, 1985. – 276 с.
11. Самарский А.А. Теория разностных схем. – М.: Наука, 1983. – 616 с.
12. Чиркин В.С. Теплофизические свойства материалов ядерной техники. Справочник. – М.: Атомиздат, 1968. – 484 с.

Поступила 31.05.2010 г.

УДК 536.24

ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПЕРЕПАДА НА РЕЖИМЫ ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ В ЗАМКНУТОМ ДВУХФАЗНОМ ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ ТЕРМОСИФОНЕ

Г.В. Кузнецов, М.А. Аль-Ани, М.А. Шеремет

Томский политехнический университет
E-mail: maathe_a@yahoo.com

Проведено математическое моделирование тепловых режимов замкнутого двухфазного термосифона при изменении перепада температур на внешних границах устройства. Краевая задача математической физики сформулирована на основе законов сохранения массы, импульса и энергии в безразмерных переменных «функция тока – вектор завихренности скорости – температура» в цилиндрических координатах. Получены распределения линий тока, поля скорости и температуры, отражающие масштабы влияния числа Рэлея на термогидродинамические режимы.

Ключевые слова:
Замкнутый двухфазный термосифон, естественная конвекция, сопряженный теплоперенос, цилиндрические координаты, испарение, конденсация.
Key words:
Two-phase closed thermosyphon, natural convection, conjugate heat transfer, cylindrical coordinates, evaporation, condensation.

Введение

Замкнутые двухфазные термосифоны представляют собой автономные теплопередающие устройства с фазовым превращением промежуточного теплоносителя и использованием гравитационных сил, инициирующих его движение. Последнее определяет относительную простоту этих устройств и широкий спектр их применения. Разнообразны также практические задачи, решаемые на основе замкнутых двухфазных термосифонов в различных технологических системах.

В работах предшественников [1] экспериментально исследовались тепловые режимы типичного термосифона с различными рабочими жидкостями: вода, диэлектрические жидкости – FC-84, FC-77 и FC-3283. Использовался медный термосифон высотой 200 мм, диаметр парового канала – 6 мм, длина испарителя – 40 мм, длина холодильника – 60 мм. Такой теплообменник можно считать достаточно малым по сравнению с другими, рассматриваемыми ранее в литературе. Полученные результаты [1] хорошо согласуются с теоретическими данными. Установлено, что водный термосифон превосходит термосифоны с диэлектрическими жидкостями как по эффективности теплового сопротивления, так и по интенсивности теплопереноса. Все рассмотренные жидкости отражают преимущества диэлектрических сред, что является оптимальным при охлаждении элементов электронной техники, работающих в диапазоне рассеиваемой мощности 30...50 Вт.

Результаты экспериментального исследования кипения газового водонагревателя в замкнутом двухфазном термосифоне представлены в [2]. Установлены масштабы влияния определяющих параметров процесса, таких, как коэффициент наполнения, геометрический параметр и массовый поток хладагента, на продолжительность и интенсивность кипения при нормальных условиях. Исследовались термосифоны высотой 1000 мм с диаметром паровых каналов 15 и 25 мм. В качестве рабочей жидкости рассматривался метанол. Установлено, что уменьшение продолжительности кипения обусловлено увеличением тепловой нагрузки и геометрического параметра, а также уменьшением коэффициента наполнения.

Моделирование газожидкостного двухфазного течения при наличии испарения и конденсации в термосифоне в различных режимах работы проведено в [3]. Для описания межфазного взаимодействия применялся метод жидкости в ячейках. Профили температуры, полученные с использованием пакетов вычислительной гидродинамики, сравнивались с экспериментальными данными. Было сделано заключение о возможности использования коммерческих вычислительных комплексов для моделирования и объяснения сложных течений и теплопереноса в термосифонах.

Несмотря на большое внимание к проблеме использования термосифонов, до настоящего времени для описания происходящих в них процессов применяют математические модели, как правило, не учитывающие реальную гидродинамику и теплоперенос как в паровом канале, так и в пленке жидкости.

Целью настоящей работы является численный анализ термогидродинамических режимов замкнутого двухфазного термосифона на основе метода конечных разностей в безразмерных переменных «функция тока – вектор завихренности скорости – температура» в рамках модели вязкой несжимаемой теплопроводной жидкости.

Постановка задачи

Специфика рассматриваемого в данной работе процесса состоит в том, что анализируются режимы умеренных перепадов температур, характерные для приповерхностных слоев земли. В этом случае интенсивность испарения любого теплоносителя много меньше интенсивности образования пара при работе термосифонов, как устройств для охлаждения элементов высокотемпературных технических систем. Соответственно градиент давления пара минимален в паровом канале, и механизм естественной конвекции может играть важную роль в определенных диапазонах изменения параметров.

Рассматривается задача теплопереноса для области решения, представленной на рис. 1. Нагрев происходит в нижней части термосифона на границе $z=z_1$. Образующийся при нагреве пар при малых градиентах давления за счет естественной конвекции, характерной для теплообменников малой производительности, поднимается вверх и конденсируется на верхней холодной крышке термосифона (граница $z=z_1+z_2$) с выделением энергии фазового перехода. Образующийся конденсат стекает по боковым стенкам термосифона в зону высоких температур и испаряется. Таким образом реализуется процесс переноса теплоты при малых перепадах температур.

При постановке задачи учитывались гидродинамические и тепловые процессы, протекающие в паровом канале и пленке теплоносителя, а также прогрев корпуса термосифона, внешняя поверхность которого считалась теплоизолированной. Последнее допущение является полностью обоснованным потому, что в случае охлаждения корпуса термосифона по внешнему контуру КПД этого теплообменного устройства стремится к нулю.

Для описания движения пара использовалась модель вязкой несжимаемой теплопроводной жидкости. Полагалось, что на границе $z=0$ правомерным является граничное условие первого рода, сформулированное в предположении, что отвод энергии из прилегающего к основанию термосифона слоя грунта не отражается сколько-нибудь существенно на его температуре.

Принят рад допущений, позволяющих существенно упростить постановку задачи при учете всех основных физических процессов, протекающих в рассматриваемом теплообменном устройстве. Так, предполагалось, что толщина плёнки жидкости не изменяется по высоте, теплофизические свойства пара и конденсата не зависят от температуры, не учитывались силы поверхностного натяжения, предполагалось, что слои плёнок на нижнем и верхнем торцах цилиндра настолько малы, что неравномерностью растекания конденсата по поверхностям $z=z_1$ и $z=z_1+z_2$ можно в первом приближении пренебречь. Рассматривался термосифон в форме полого цилиндра со стенками конечной толщины.

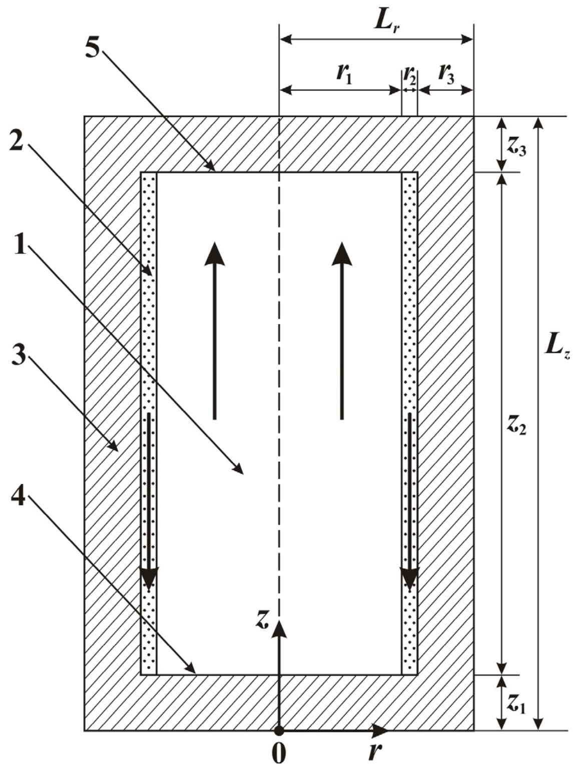

Рис. 1. *Схема области решения задачи: 1) пар; 2) пленка жидкости; 3) металлический корпус; 4) поверхность испарения; 5) поверхность конденсации. Вертикальными стрелками показаны направления движения пара и жидкости*

Уравнения неразрывности, движения и энергии в паровом канале в рассматриваемой постановке имеют вид:

$$\frac{\partial(rV_{r1})}{\partial r}+\frac{\partial(rV_{z1})}{\partial z}=0; \qquad (1)$$

$$\rho_1\left(\frac{\partial V_{r1}}{\partial t}+V_{r1}\frac{\partial V_{r1}}{\partial r}+V_{z1}\frac{\partial V_{r1}}{\partial z}\right)=$$
$$=-\frac{\partial p_1}{\partial r}+\mu_1\left(\nabla^2 V_{r1}-\frac{V_{r1}}{r^2}\right); \quad (2)$$

$$\rho_1\left(\frac{\partial V_{z1}}{\partial t}+V_{r1}\frac{\partial V_{z1}}{\partial r}+V_{z1}\frac{\partial V_{z1}}{\partial z}\right)=$$
$$=-\frac{\partial p_1}{\partial z}+\mu_1\nabla^2 V_{z1}+\rho_1\beta g_z(T-T_0); \quad (3)$$

$$\rho_1 C_{p1}\left(\frac{\partial T_1}{\partial t}+V_{r1}\frac{\partial T_1}{\partial r}+V_{z1}\frac{\partial T_1}{\partial z}\right)=\lambda_1\nabla^2 T_1. \quad (4)$$

Процесс переноса тепла в стенке термосифона описывается уравнением теплопроводности:

$$\rho_3 C_{p3}\frac{\partial T_3}{\partial t}=\lambda_3\nabla^2 T_3, \quad (5)$$

где $\nabla^2=\frac{\partial^2}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}$; r, z – координаты цилиндрической системы координат; t – время; V_r и V_z – составляющие скорости в проекции на оси r, z, соответственно; p – давление; ρ – плотность газа; μ – коэффициент динамической вязкости; T – температура; T_0 – начальная температура области решения; g_z – ускорение свободного падения; β – термический коэффициент объемного расширения; λ_i – коэффициент теплопроводности i-го материала (рис. 1); C_p – коэффициент теплоемкости.

Уравнения (1)–(4) могут быть записаны в форме, исключающей определение поля давления, и в ряде случаев более удобной для численной реализации [4]. В цилиндрических координатах система (1)–(4) записывается в преобразованных переменных и имеет вид:

$$\frac{\partial\omega_1}{\partial t}+V_{r1}\frac{\partial\omega_1}{\partial r}+V_{z1}\frac{\partial\omega_1}{\partial z}=\nu_1\left(\nabla^2\omega_1-\frac{\omega_1}{r^2}\right)+\beta g_z\frac{\partial T_1}{\partial r}; \quad (6)$$

$$r\omega_1+r\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial\psi_1}{\partial r}\right)+\frac{\partial^2\psi_1}{\partial z^2}=0. \quad (7)$$

Функция тока ψ и вихрь скорости ω задаются соотношениями вида:

$$V_r=\frac{1}{r}\frac{\partial\psi}{\partial z},\quad V_z=-\frac{1}{r}\frac{\partial\psi}{\partial r},\quad \omega=\frac{\partial V_z}{\partial r}-\frac{\partial V_r}{\partial z}.$$

Дифференциальное уравнение одномерного установившегося во времени и пространстве течения несжимаемой вязкой жидкости для пленки конденсата может быть получено непосредственно из уравнений Навье–Стокса и имеет вид [5]:

$$\frac{\rho_2 g_z-\varphi}{\mu_2}+\frac{\partial^2(V_{z2})}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial(V_{z2})}{\partial r}=-\frac{\partial p_2}{\partial z}, \quad (8)$$

где V_{z2} – скорость течения конденсата. При ламинарном течении градиент давления не зависит от r; интегрирование (8) дает:

$$V_{z2}=\frac{\rho g_z-\varphi}{4\mu_2}r^2+C_1\ln r+C_2, \quad (9)$$

где через φ обозначен градиент давления. Постоянные C_1, C_2 определятся из граничных условий. На свободной поверхности при $r=r_1$ касательное напряжение $\mu_2\left(\frac{\partial V_r}{\partial r}\right)=\tau_0$. При $r=r_1+r_2$ скорость течения $V_{z2}=0$.

Расход жидкости W в слое будет определяться следующим образом:

$$W=\int_{r_1}^{r_1+r_2}V_{z2}dr. \quad (10)$$

Определение поля температуры в пленке жидкости проводилось на основе решения уравнения теплопроводности

$$\rho_2 C_{p2}\frac{\partial T_2}{\partial t}=\lambda_2\nabla^2 T_2. \quad (11)$$

Размерные граничные условия для уравнений (4), (6), (7), (9), (11) имеют вид:

$$r=0,\ 0\le z\le L_z,\quad \frac{\partial T}{\partial r}=0,\ \psi=0;$$
$$r=L_r,\ 0\le z\le L_z,\quad \frac{\partial T}{\partial r}=0;$$
$$r=r_1,\ z_1\le z\le z_1+z_2,\quad \lambda_1\frac{\partial T_1}{\partial r}=\lambda_2\frac{\partial T_2}{\partial r},\ T_1=T_2,$$
$$\left.\frac{\partial\psi}{\partial r}\right|_1=\left.\frac{\partial\psi}{\partial r}\right|_2,\quad \mu_1\omega_1=\mu_2\omega_2;$$
$$r=r_1+r_2,\ z_1\le z\le z_1+z_2,\quad \lambda_2\frac{\partial T_2}{\partial r}=\lambda_3\frac{\partial T_3}{\partial r},$$
$$T_2=T_3,\quad \frac{\partial\psi}{\partial r}=\psi=0;$$
$$z=0,\ 0\le r\le L_r,\ T=T_h;$$
$$z=L_z,\ 0\le r\le L_r,\ T=T_c;$$
$$z=z_1,\ 0\le r\le r_1,$$
$$-\lambda_3\frac{\partial T_3}{\partial z}=-\lambda_1\frac{\partial T_1}{\partial z}-Q_{исп}w_{исп},\quad T_3=T_1;$$
$$z=z_1+z_2,\ 0\le r\le r_1,$$
$$-\lambda_1\frac{\partial T_1}{\partial z}=-\lambda_3\frac{\partial T_3}{\partial z}+Q_{кон}w_{кон},\quad T_1=T_3.$$

Для приведения системы уравнений (4), (6), (7), (9), (11) к безразмерному виду использовались следующие соотношения:

$$R=\frac{r}{L_z},\ Y=\frac{y}{L_z},\ \tau=\frac{t}{t_0},\ U=\frac{V_r}{V_0},\ V=\frac{V_z}{V_0},$$
$$\Theta=\frac{T-T_0}{\Delta T},\ \Psi=\frac{\psi}{\psi_0},\ \Delta T=T_h-T_c,$$
$$\Omega=\frac{\omega}{\omega_0},\ V_0=\sqrt{g_z\beta\Delta T L_z},\ \psi_0=V_0L_z,\ \omega_0=\frac{V_0}{L_z},$$

где L_z – размер газовой полости по оси z (рис. 1); T_h – температура нижней стенки z=0; T_c – температура верхней стенки $z=L_z$; R, Z – безразмерные координаты, соответствующие координатам r, z; U, V – безразмерные скорости, соответствующие скоростям V_r, V_z; τ – безразмерное время; Θ – безразмерная температура; Ψ – безразмерный аналог функции тока; Ω – безразмерный аналог вектора вихря; $Q_{исп}$ – теплота испарения; $Q_{кон}$ – теплота конденсации; $w_{исп}$ – скорость испарения; $w_{кон}$ – скорость конденсации; ψ_0 – масштаб функции тока; ω_0 – масштаб вектора вихря.

Математическая постановка задачи тепловой гравитационной конвекции в безразмерных переменных примет вид:

• *в паровом канале*:

$$\frac{\partial\Omega_1}{\partial\tau}+\frac{\partial(U_1\Omega_1)}{\partial R}+\frac{\partial(V_1\Omega_1)}{\partial Z}= =\sqrt{\frac{\Pr_1}{\mathrm{Ra}_1}}\left(\breve{\nabla}^2\Omega-\frac{\Omega_1}{R^2}\right)+\frac{\partial\Theta_1}{\partial R}, \quad (12)$$

$$\breve{\nabla}^2\Psi_1-\frac{2}{R}\frac{\partial\Psi_1}{\partial R}=-R\Omega_1, \quad (13)$$

$$\frac{\partial\Theta_1}{\partial\tau}+\frac{\partial(U_1\Theta_1)}{\partial R}+\frac{\partial(V_1\Theta_1)}{\partial Z}= =\frac{1}{\sqrt{\mathrm{Ra}_1\cdot\Pr_1}}\breve{\nabla}^2\Theta_1-\frac{U_1\Theta_1}{R}, \quad (14)$$

$$V_2=L_z^2\frac{\rho g_z-\varphi}{4\mu_2}R^2+C_1\ln R+\breve{C}_2,\ \Psi_2=\int_{r_1}^{r_1+r_2}V_2dR, \quad (15)$$

$$\frac{\partial\Theta_2}{\partial\tau}=\frac{1}{\sqrt{\mathrm{Ra}_2\Pr_2}}\breve{\nabla}^2\Theta_2, \quad (16)$$

• *в стенках термосифона*:

$$\frac{\partial\Theta_3}{\partial\mathrm{Fo}}=\breve{\nabla}^2\Theta_3. \quad (17)$$

Здесь $\mathrm{Ra}_1=g_z\beta\Delta TL_z^3/\nu a_1$, $\mathrm{Ra}_2=g_z\beta\Delta TL_z^3/\nu a_2$ – числа Рэлея; ν – кинематический коэффициент вязкости; a – коэффициент температуропроводности; $\Pr_1=\nu_1/a_1$, $\Pr_2=\nu_2/a_2$ – числа Прандтля; $\breve{\nabla}^2=\frac{1}{R}\frac{\partial}{\partial R}\left(R\frac{\partial}{\partial R}\right)+\frac{\partial^2}{\partial Z^2}$ – безразмерный оператор Лапласа; $\mathrm{Fo}=\frac{a_3t_0}{L_z^2}$ – число Фурье, $\breve{C}_2=C_2+C_1\ln L_z$.

Для анализа интенсивности теплообмена на поверхностях конденсации и испарения были получены значения среднего числа Нуссельта:

$$\mathrm{Nu}=\int_0^{r_1}\frac{\partial\Theta}{\partial Z}dR.$$

Безразмерные граничные условия для уравнений (12)–(17) получим в виде:

$$R=0,\ \ 0\le Z\le 1,\ \ \frac{\partial\Theta}{\partial R}=0,\ \ \Psi=0;$$

$$R=\frac{L_r}{L_z},\ \ 0\le Z\le 1,\ \ \frac{\partial\Theta}{\partial R}=0;$$

$$R=\frac{r_1}{L_z},\ \ \frac{z_1}{L_z}\le Z\le\frac{z_1+z_2}{L_z},\ \ \frac{\partial\Theta_1}{\partial R}=\lambda_{2,1}\frac{\partial\Theta_2}{\partial R},$$

$$\Theta_1=\Theta_2,\ \ \left.\frac{\partial\Psi}{\partial R}\right|_1=\left.\frac{\partial\Psi}{\partial R}\right|_2,\ \ \Omega_1=\mu_{2,1}\Omega_2;$$

$$R=\frac{r_1+r_2}{L_z},\ \ \frac{z_1}{L_z}\le Z\le\frac{z_1+z_2}{L_z},\ \ \frac{\partial\Theta_2}{\partial R}=\lambda_{3,2}\frac{\partial\Theta_3}{\partial R},$$

$$\Theta_2=\Theta_3,\ \ \left.\frac{\partial\Psi}{\partial R}\right|=\Psi=0;$$

$$Z=0,\ \ 0\le R\le\frac{L_r}{L_z},\ \ \Theta=\Theta_h;$$

$$Z=1,\ \ 0\le R\le\frac{L_r}{L_z},\ \ \Theta=\Theta_c;$$

$$Z=\frac{z_1}{L_z},\ \ 0\le R\le\frac{r_1}{L_z},$$

$$\frac{\partial\Theta_3}{\partial R}=\lambda_{1,3}\frac{\partial\Theta_1}{\partial R}+\breve{Q}_{исп}\breve{w}_{исп},\ \ \Theta_3=\Theta_1;$$

$$Z=\frac{z_1+z_2}{L_z},\ \ 0\le R\le\frac{r_1}{L_z},$$

$$\frac{\partial\Theta_1}{\partial R}=\lambda_{3,1}\frac{\partial\Theta_3}{\partial R}-\breve{Q}_{кон}\breve{w}_{кон},\ \ \Theta_1=\Theta_3,$$

где $\lambda_{2,1}=\lambda_2/\lambda_1$ – относительный коэффициент теплопроводности; $\mu_{2,1}=\mu_2/\mu_1$ – относительный коэффициент динамической вязкости; $\breve{Q}_{исп}$, $\breve{Q}_{кон}$ и $\breve{w}_{исп}$, $\breve{w}_{кон}$ – безразмерные теплоты и скорости испарения и конденсации.

Сформулированная краевая задача с соответствующими начальными и граничными условиями решена методом конечных разностей [4–7]. Для решения уравнений параболического типа применялась локально-одномерная схема А.А. Самарского [6]. Уравнение Пуассона для функции тока разрешалось на основе разностной схемы «крест» с последующим применением метода последовательной верхней релаксации [4].

Анализ полученных результатов

Численные исследования проводились для термосифона в форме цилиндра со стальными стенками, в качестве рабочей жидкости рассматривалась вода. Были выбраны типичные геометрические характеристики термосифона: высота – 10 см, внутренний диаметр – 25 мм, толщина стенок – 1,25 мм. Численные исследования проведены при следующих значениях безразмерных параметров: $10^4\le\mathrm{Ra}\le 10^5$, $\Theta_h=1$, $\Theta_c=-1$.

На рис. 2 представлены линии тока, поля скорости и температуры при $\mathrm{Ra}=10^4$. Анализируемый режим теплопереноса характерен для небольших температурных перепадов, что проявляется в доминировании кондуктивного механизма переноса

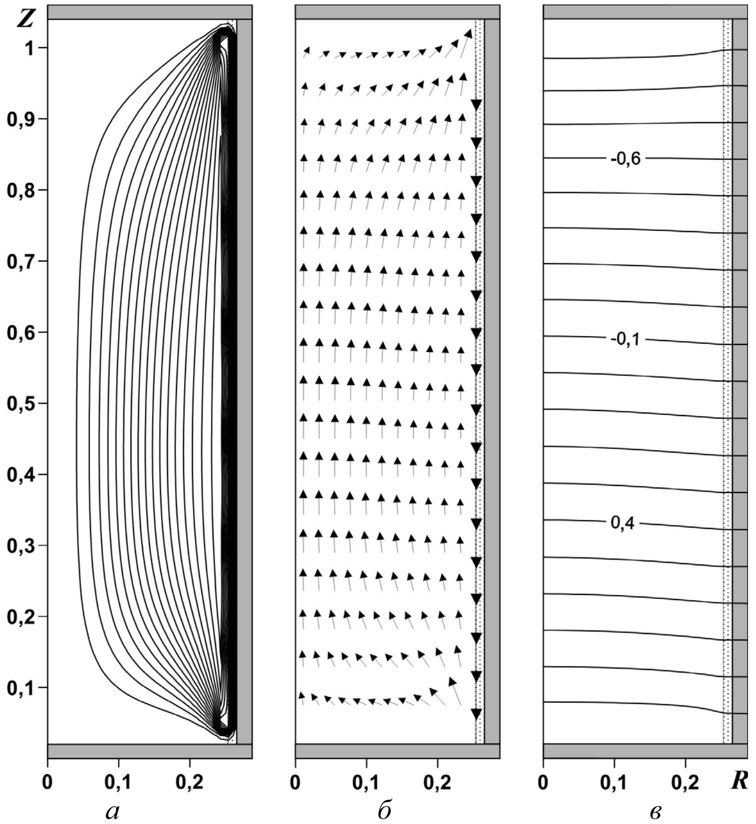

Рис. 2. *Линии тока (а), поля скорости (б) и температуры (в) при Ra=10*^{4}

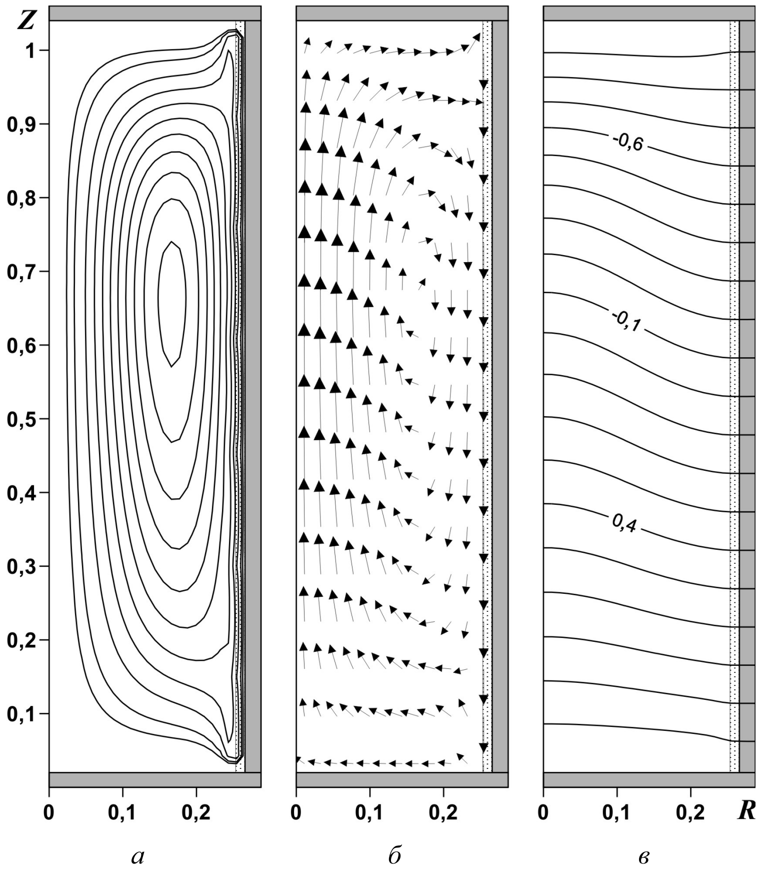

Рис. 3. *Линии тока (а), поля скорости (б) и температуры (в) при Ra=3·10*^{4}

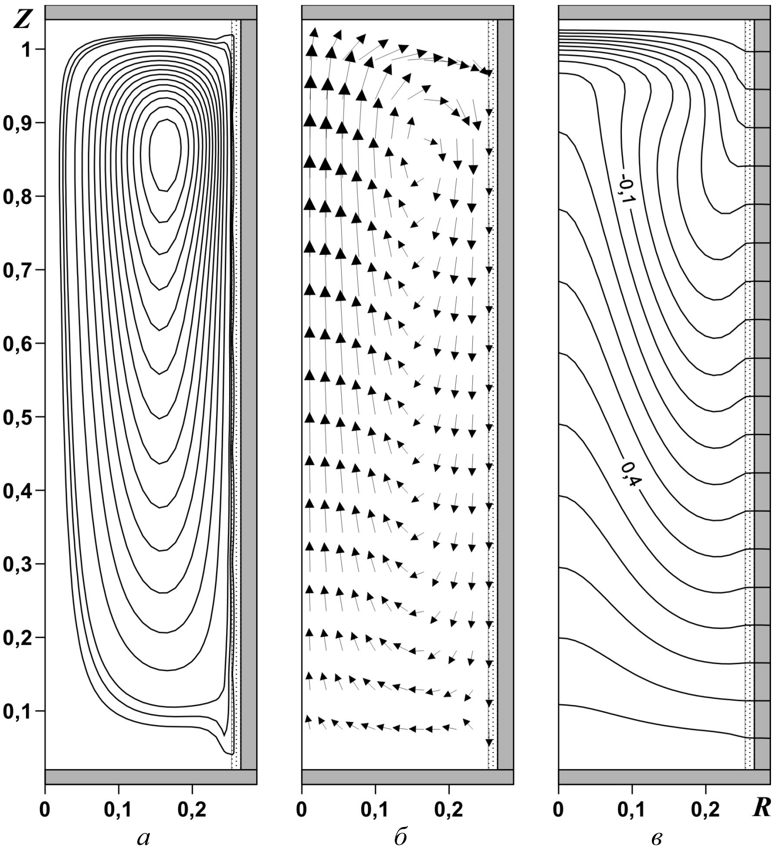

Рис. 4. *Линии тока (а), поля скорости (б) и температуры (в) при* $Ra=10^5$

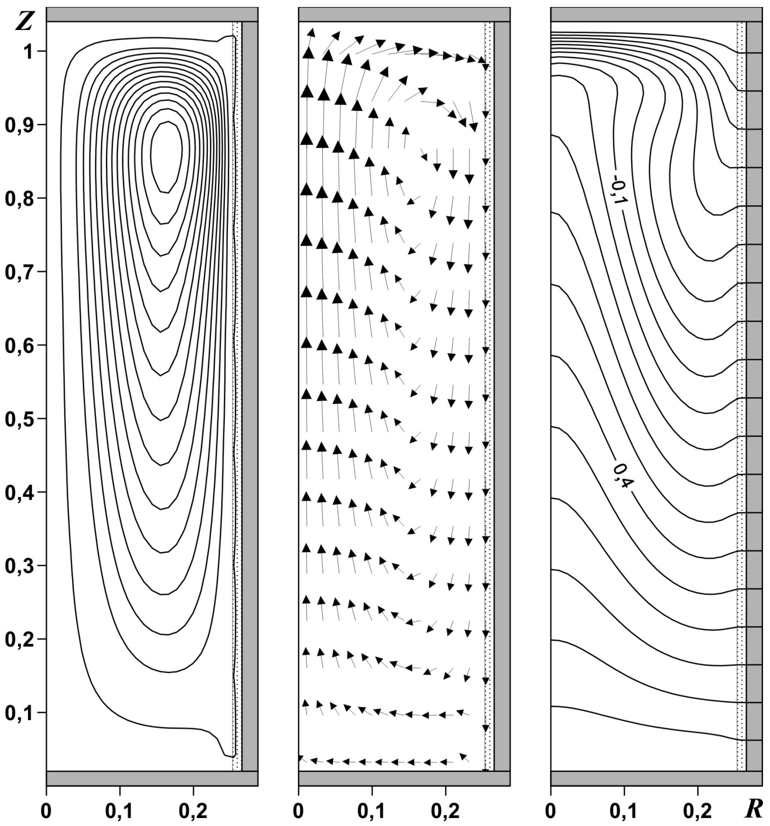

Рис. 5. *Линии тока (а), поля скорости (б) и температуры (в) при* $Ra=5\cdot10^5$

энергии. Отсутствие циркуляционных зон в паровом канале отражает формирование ползучего течения малой интенсивности, что проявляется в значительном продвижении фронта пониженной температуры от верхней границы вглубь полости. Последнее является необходимым условием для определения области изменения числа Рэлея, характерной для эффективной работы анализируемого термосифона. Так, например, увеличение числа Рэлея в 3 раза (рис. 3) приводит к интенсификации конвективного механизма переноса энергии в паровом канале.

При $Ra=3\cdot10^4$ (рис. 3) в паровом канале хорошо заметно разделение восходящих и нисходящих потоков пара, проявляющееся в формировании термического факела вблизи оси термосифона. Соответственно, возможен более эффективный перенос тепла из зоны испарения к верхней части теплообменного аппарата. Следует отметить особенности формирования циркуляционной зоны в средней части парового канала, приводящие к развитию застойных зон и снижению эффективности работы термосифона. Смещение этого вихря ближе к верхней холодной крышке возможно за счет увеличения температурного напора (рис. 4). Такой рост ΔT отражается как на увеличении скорости движения пара, так и на формировании устойчивого приосевого термического факела. Наличие пленки жидкости на внутренней поверхности цилиндрического корпуса приводит к затягиванию процесса продвижения волны пониженной температуры от границы верхней стенки. Дальнейший рост числа Рэлея (рис. 5) усиливает описанные выше процессы.

Полученные результаты позволяют сделать вывод о существенных ограничениях по условиям работы термосифонов в результате передачи энергии на относительно большие расстояния. При малых перепадах температур применение таких теплообменников нецелесообразно. Условия их работы должны быть такими, чтобы обеспечивать реализацию режима смешанной или вынужденной (оптимальный вариант) конвекции. Таким образом, градиенты температур в осевом направлении должны при прочих адекватных условиях обеспечивать интенсивное испарение теплоносителя на нижней границе термосифона и формирование по всей площади испарения парового потока с начальной скоростью, достаточной для сохранения направленного движения по всей длине парового канала.

Изменение обобщенного коэффициента теплообмена на границе испарителя в зависимости от температурного напора (рис. 6) характеризует интенсивность теплообмена в зоне, инициирующей перенос энергии. Эту область можно рассматривать как некоторый паровой генератор, характеристики которого во многом определяют эффективность работы термосифона.

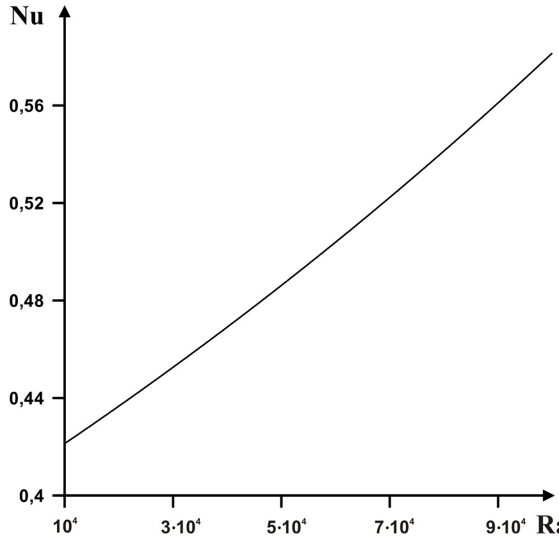

Рис. 6. *Зависимость среднего числа Нуссельта от числа Рэлея*

Заключение

Численно решена сопряженная задача тепловой гравитационной конвекции в замкнутом двухфазном термосифоне с теплопроводными стенками конечной толщины. Представлены распределения линий тока, поля скорости и температуры, отражающие влияние числа Рэлея на режимы переноса энергии. Установлено, что рост температурного напора приводит к формированию приосевого термического факела и дрейфующей циркуляционной зоны в паровом канале.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Jouhara H., Robinson A.J. Experimental investigation of small diameter two-phase closed thermosyphons charged with water, FC-84, FC-77 and FC-3283 // Applied Thermal Engineering. – 2010. – V. 30. – P. 201–211.
2. Khazaee I., Hosseini R., Noie S.H. Experimental investigation of effective parameters and correlation of geyser boiling in a two-phase closed thermosyphon // Applied Thermal Engineering. – 2010. – V. 30. – P. 406–412.
3. Alizadehdakhel A., Rahimi M., Alsairafi A.A. CFD modeling of flow and heat transfer in a thermosyphon // Intern. Comm. Heat Mass Transfer. – 2010. – V. 37. – P. 312–318.
4. Роуч П. Вычислительная гидродинамика. – М.: Мир, 1980. – 616 с.
5. Семенов П. Течение жидкости в тонких слоях // Журнал технической физики. – 1944. – Т. 14. – № 7–8. – С. 427–437.
6. Самарский А.А. Теория разностных схем. – М.: Наука, 1977. – 656 с.
7. Пасконов В.М., Полежаев В.И., Чудов Л.А. Численное моделирование процессов тепло- и массообмена. – М.: Наука, 1984. – 288 с.

Поступила 15.10.2010 г.