

УДК 532:536.3

Влияние поверхностного излучения на режимы сопряженной естественной конвекции в замкнутой полости с локальным источником энергии*

С.Г. Мартюшев¹, М.А. Шеремет^{1,2}

¹Томский государственный университет

²Томский политехнический университет

E-mail: Michael-sher@yandex.ru

Проведен численный анализ нестационарных режимов естественной конвекции и теплового излучения в замкнутой квадратной полости с теплопроводными стенками при наличии источника тепла конечных размеров, расположенного в зоне основания, в условиях конвективного теплообмена с окружающей средой. Математическая модель, сформулированная в безразмерных переменных “функция тока — завихренность скорости — температура”, реализована численно методом конечных разностей. Детально проанализировано влияние приведенной степени черноты внутренних поверхностей ограждающих стенок $0 \leq \varepsilon < 1$, положения источника энергии $0,1 \leq l/L \leq 0,4$ и его длины $0,2 \leq l_{ns}/L \leq 0,6$ при $Ra = 10^6$, $Pr = 0,7$ на локальные характеристики (линии тока и поля температуры) и на интегральный комплекс (среднее число Нуссельта на характерных границах). Выведены аппроксимационные соотношения для средних конвективного и радиационного чисел Нуссельта в зависимости от приведенной степени черноты внутренних поверхностей ограждающих стенок и положения источника энергии относительно вертикальных стенок.

Ключевые слова: сопряженный теплоперенос, естественная конвекция, приближение Буссинеска, тепловое излучение, диатермичная среда, нестационарный режим, численное моделирование.

Введение

Нестационарные задачи сопряженной естественной конвекции привлекают внимание исследователей вот уже не одно десятилетие в связи с широтой и многообразием процессов и явлений, в которых определяющее положение занимает конвективно-кондуктивный перенос энергии. Известно, что в воздушных полостях влияние теплового излучения сравнимо с воздействием термогравитационной конвекции на режимы течения и теплоперенос [1, 2]. К настоящему времени проведено не так много исследований сопряженной естественной конвекции с учетом поверхностного излучения в областях, заполненных диатермичной средой [3–10]. Так, например, математическое моделирование поверхностного излучения и сопряженной естественной конвекции в замкнутой полости

* Работа выполнена при финансовой поддержке Совета по грантам Президента РФ для молодых российских ученых (грант МК-5652.2012.8) и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 гг. (госконтракт № 8345).

с теплопроводными стенками конечной толщины при наличии горизонтального температурного напора проведено в работах [3, 4]. Показано, что увеличение степени черноты внутренних поверхностей твердых стенок и числа Старка приводит к уменьшению среднего числа Нуссельта. В результате численного и экспериментального исследования сопряженной естественной конвекции и поверхностного излучения в вертикальном канале с тепловыделяющим элементом конечных размеров [5] установлено, что интенсивность совместного эффекта излучения и конвекции возрастает при повышении приведенной степени черноты стенок. Показано также, что увеличение степени черноты поверхности тепловыделяющего элемента ослабляет режимы естественной конвекции, а рост приведенной степени черноты ε адиабатических стенок канала интенсифицирует режимы конвективного теплопереноса. Экспериментальные исследования сопряженных режимов термогравитационной конвекции и теплового излучения в замкнутом объеме с локальными источниками тепловыделения [6] показали, что поверхностное излучение имеет определяющее значение в процессе охлаждения тепловыделяющих элементов (чипов радиоэлектронной аппаратуры и электронной техники). Установлен рост интенсивности теплопереноса на 12 % при перекрашивании поверхности чипов в черный цвет. В результате численного анализа режимов турбулентной естественной конвекции и поверхностного излучения в замкнутой полости с бесконечно тонкими стенками (рассматривалось одномерное уравнение теплопроводности вдоль стенок) установлено [7, 8], что поверхностное излучение ослабляет естественную конвекцию в полости (доля конвективного механизма в процессе переноса энергии снижается на 18–27 %). Математическое моделирование турбулентной естественной конвекции с учетом поверхностного излучения в замкнутой полости с вертикальной теплопроводной стенкой конечной толщины [9, 10] позволило установить корреляционные соотношения для среднего числа Нуссельта в зависимости от температурного напора.

Целью настоящей работы является численный анализ влияния поверхностного излучения на ламинарные режимы естественной конвекции в замкнутой квадратной полости с теплопроводными стенками при наличии локального источника энергии конечных размеров. Проведенные исследования позволили установить аппроксимационные соотношения для среднего конвективного и радиационного чисел Нуссельта в зависимости от приведенной степени черноты внутренних поверхностей ограждающих стенок и положения источника энергии относительно вертикальных стенок.

Математическая модель

Рассматривается тепловая гравитационная конвекция ньютоновской прозрачной для теплового излучения среды в замкнутой квадратной полости с теплопроводными стенками конечной толщины при наличии локального источника энергии постоянной температуры, расположенного в зоне основания объекта исследования (рис. 1). Внешняя граница нижней стенки полости является теплоизолированной. На остальных внешних границах моделируется конвективный теплообмен с окружающей средой. Внутренние поверхности твердых стенок считаются диффузно-серыми. Предполагается, что отраженное излучение является диффузным и равномерно распределенным по каждой поверхности замкнутой области решения. При проведении вычислительных экспериментов считалось, что теплофизические свойства материала стенок и газа не зависят от температуры, а режим течения является ламинарным.

Процесс переноса массы, импульса и энергии описывается системой нестационарных двумерных уравнений конвекции Обербека–Буссинеска в безразмерных переменных “функция тока–завихренность скорости–температура” в воздушной полости [11, 12] в условиях поверхностного излучения [13, 14] и уравнением теплопроводности для элементов твердого материала [11, 14].

Рис. 1. Область решения задачи.

1 — стенки, 2 — воздух, 3 — источник тепловыделения.

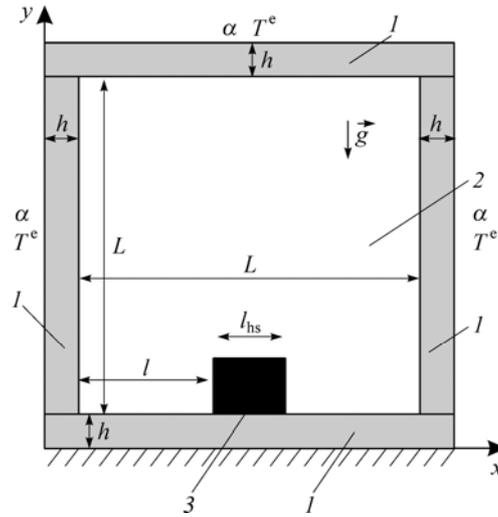
В качестве масштабов расстояния, скорости, времени, температуры, функции тока и завихренности были выбраны L , $\sqrt{g\beta\Delta TL}$, $\sqrt{L/(g\beta\Delta T)}$, $\Delta T = T_{hs} - T^e$, $\sqrt{g\beta\Delta TL^3}$, $\sqrt{g\beta\Delta T/L}$. Безразмерные переменные имели вид:

$$X = x/L, Y = y/L, U = V_x/\sqrt{g\beta\Delta TL},$$

$$\tau = t\sqrt{g\beta\Delta T/L}, \Theta = (T - T^e)/\Delta T,$$

$$\Psi = \psi/\sqrt{g\beta\Delta TL^3}, \Omega = \omega\sqrt{L/(g\beta\Delta T)},$$

$$V = V_y/\sqrt{g\beta\Delta TL},$$



где L — размер воздушной полости (рис. 1), g — ускорение свободного падения, β — термический коэффициент объемного расширения, T — температура, T_0 — начальная температура области решения, T^e — температура окружающей среды, T_{hs} — температура источника энергии, x, y — координаты декартовой системы координат, X, Y — безразмерные координаты, соответствующие координатам x, y ; V_x и V_y — составляющие вектора скорости в проекции на оси x и y соответственно, U, V — безразмерные скорости, соответствующие скоростям V_x, V_y ; t — время, τ — безразмерное время, Θ — безразмерная температура, ψ — функция тока, ω — завихренность скорости, Ψ — безразмерный аналог функции тока, Ω — безразмерный аналог завихренности скорости.

Безразмерные уравнения Обербека–Буссинеска примут вид:

– в воздушной полости (2 на рис. 1):

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

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

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

– в твердых стенках (1 на рис. 1):

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} = \frac{a_{1,2}}{\sqrt{\text{Ra} \cdot \text{Pr}}} \left(\frac{\partial^2 \Theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial Y^2} \right). \quad (4)$$

Здесь $\text{Ra} = g\beta\Delta TL^3/\nu a_2$ — число Рэлея, ν — кинематический коэффициент вязкости воздуха, $\text{Pr} = \nu/a_2$ — число Прандтля, $a_{1,2} = a_1/a_2$ — относительный коэффициент температуропроводности, a_1 — коэффициент температуропроводности материала твердых стенок, a_2 — коэффициент температуропроводности воздуха.

Начальные и граничные условия для сформулированной задачи (1)–(4) имели следующий вид.

Начальное условие:

$$\Psi(X, Y, 0) = \Omega(X, Y, 0) = 0, \quad \Theta(X, Y, 0) = 0,5$$

(за исключением источника энергии, на котором в течение всего процесса $\Theta = 1$).

Граничные условия:

- на границе $Y = 0$ моделировалось условие теплоизоляции $\partial\Theta/\partial Y = 0$;
- на границах $X = 0$, $X = 1+2h/L$ и $Y = 1+2h/L$ были реализованы условия конвективного теплообмена с окружающей средой $\partial\Theta/\partial\bar{n} = \text{Bi}\Theta$;
- на внутренних границах твердого материала и воздуха, параллельных оси OX ,

$$\Psi = 0, \quad \frac{\partial\Psi}{\partial Y} = 0, \quad \Theta_1 = \Theta_2, \quad \lambda_{1,2} \frac{\partial\Theta_1}{\partial Y} = \frac{\partial\Theta_2}{\partial Y} - N_{\text{rc}} Q_{\text{rad}};$$

- на внутренних границах твердого материала и воздуха, параллельных оси OY ,

$$\Psi = 0, \quad \frac{\partial\Psi}{\partial X} = 0, \quad \Theta_1 = \Theta_2, \quad \lambda_{1,2} \frac{\partial\Theta_1}{\partial X} = \frac{\partial\Theta_2}{\partial X} - N_{\text{rc}} Q_{\text{rad}}.$$

Здесь $\text{Bi} = \alpha L/\lambda_1$ — число Био материала твердой стенки, α — коэффициент теплообмена между внешней средой и рассматриваемой областью решения, $\lambda_{1,2} = \lambda_1/\lambda_2$ — относительный коэффициент теплопроводности, λ_1 — коэффициент теплопроводности материала твердой стенки, λ_2 — коэффициент теплопроводности воздуха, $N_{\text{rc}} = \sigma T_{\text{hs}}^4 L/(\lambda_2 \Delta T)$ — радиационно-кондуктивный параметр, σ — постоянная Стефана–Больцмана, Q_{rad} — безразмерная плотность радиационного потока.

Для определения безразмерной плотности радиационного потока Q_{rad} применялся метод решения с использованием плотности потока эффективного излучения [13, 14], который основан на реализации следующих двух разностных уравнений с использованием метода последовательной верхней релаксации:

$$Q_{\text{rad},k} = R_k - \sum_{i=1}^N F_{k-i} R_i, \quad (5)$$

$$R_k = (1 - \varepsilon_k) \sum_{i=1}^N F_{k-i} R_i + \varepsilon_k (1 - \xi)^4 \left(\Theta_k + 0,5 \frac{1 + \xi}{1 - \xi} \right)^4, \quad (6)$$

где $Q_{\text{rad},k}$ — безразмерная плотность радиационного потока, подводимого к k -й поверхности, R_k — безразмерная плотность эффективного излучения k -й поверхности, F_{k-i} — угловой коэффициент между поверхностями k и i , ε_k — приведенная степень черноты k -й поверхности, $\xi = T^e/T_{\text{hs}}$ — температурный параметр, Θ_k — температура k -й поверхности, N — количество поверхностей.

Для вычисления угловых коэффициентов применялся метод Хоттеля [13, 14].

Краевая задача (1)–(6) с соответствующими начальными и граничными условиями решена методом конечных разностей [11, 14] на равномерной сетке с использованием неявной двухслойной схемы. Разработанный метод решения был протестирован на ряде модельных задач как сопряженной естественной конвекции [11], так и конвективно-радиационного теплопереноса [14].

Результаты численного моделирования

Численные исследования проведены при следующих значениях определяющих параметров: $Ra = 10^6$, $N_{rc} = 24,54$, $\xi = 0,82$, $Pr = 0,7$, $Bi = 2,0$, $h/L = 0,1$, $a_{1,2} = 0,6$, $\lambda_{1,2} = 7$, $0,0 \leq \varepsilon \leq 0,9$, $0 \leq \tau \leq 100$, $0,1 \leq l/L \leq 0,4$, $0,2 \leq l_{hs}/L \leq 0,6$. Проанализировано влияние представленных комплексов, характеризующих процесс, а также проведено сопоставление с результатами решения аналогичной задачи, но в пренебрежении тепловым излучением [15].

Влияние приведенной степени черноты

На рис. 2 представлены линии тока и поля температуры при $l/L = 0,4$, $l_{hs}/L = 0,2$, $\tau = 100$, соответствующие различным значениям приведенной степени черноты.

Изменение приведенной степени черноты внутренних границ ограждающих стенок отражается на незначительном снижении интенсивности конвективных течений внутри полости (максимальные значения функции тока уменьшаются $|\Psi|_{\max}^{\varepsilon=0} = 0,053 > |\Psi|_{\max}^{\varepsilon=0,3} = 0,0525 > |\Psi|_{\max}^{\varepsilon=0,9} = 0,052$), при этом структура течения не изменяется. Существенные модификации с ростом ε наблюдаются в распределении изотерм. Увеличение степени черноты проявляется в менее интенсивном охлаждении анализируемой области. Причем это касается не только воздушной полости, но и твердых стенок. Последнее обусловлено физическими особенностями радиационного теплопереноса в диатермичных средах — сначала нагреваются твердые стенки, которые начинают прогревать ближайшие слои среды, увеличивая тем самым среднюю температуру полости. На рис. 3, *a* представлены профили температуры в сечении $Y = 0,6$, отражающие рост Θ в стенках области и по обе стороны от температурного факела. Незначительные температурные изменения в средней части факела связаны с менее интенсивным охлаждением верхней зоны воздушной полости вследствие влияния источника энергии и верхней теплопроводной стенки. Рост

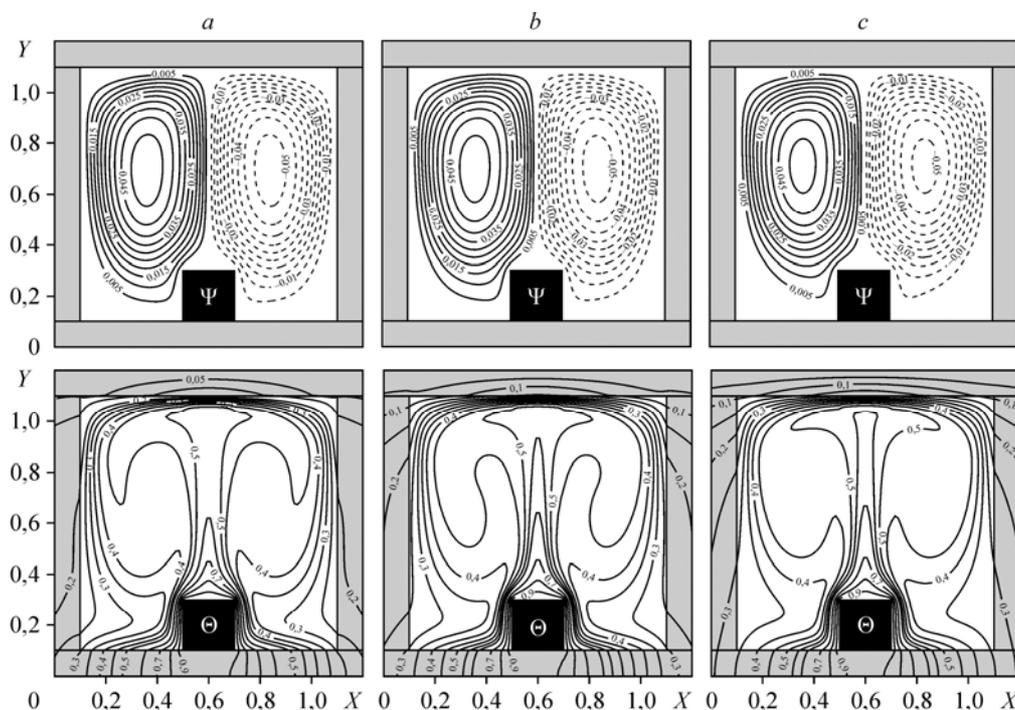


Рис. 2. Изолинии функции тока Ψ и температуры Θ .

$l/L = 0,4$, $l_{hs}/L = 0,2$, $\tau = 100$: $\varepsilon = 0$ (a), $0,3$ (b), $0,9$ (c).

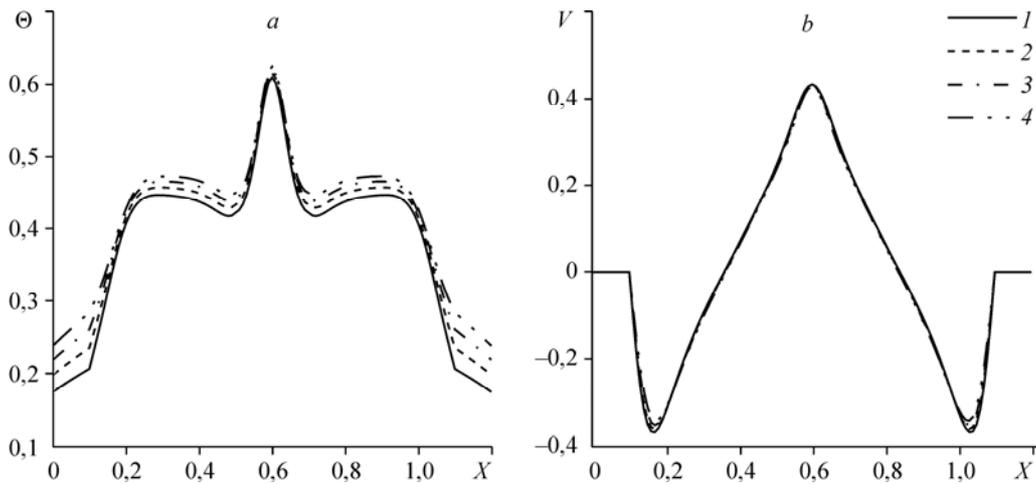


Рис. 3. Профили температуры Θ (a) и вертикальной компоненты скорости V (b).

$Y = 0,6, l/L = 0,4, l_{hs}/L = 0,2, \tau = 100: \varepsilon = 0$ (1), 0,3 (2), 0,6 (3), 0,9 (4).

температуры на внутренних границах раздела сред приводит к уменьшению температурного напора и, соответственно, отражается на снижении вертикальной компоненты скорости движения воздуха (рис. 3, b).

Следует отметить, что при рассмотрении сопряженных задач конвективного теплопереноса с учетом поверхностного излучения влияние приведенной степени черноты наблюдается со стороны всех ограждающих стенок, в то время как в случае аналогичных несопряженных задач излучение оказывает влияние только со стороны адиабатических стенок, а изотермические стенки в этом процессе не участвуют. Поэтому наиболее значительные модификации структуры течения и распределения температуры в несопряженных постановках наблюдаются в областях, имеющих адиабатические стенки больших размеров по сравнению с изотермическими поверхностями [16].

Проведен анализ влияния приведенной степени черноты на распределения локальных конвективного (рис. 4; $Nu_{left} = \frac{\partial \Theta}{\partial X} \Big|_{X=0,1}$, $Nu_{right} = \frac{\partial \Theta}{\partial X} \Big|_{X=1,1}$, $Nu_{top} = \frac{\partial \Theta}{\partial Y} \Big|_{Y=1,1}$) и радиационного

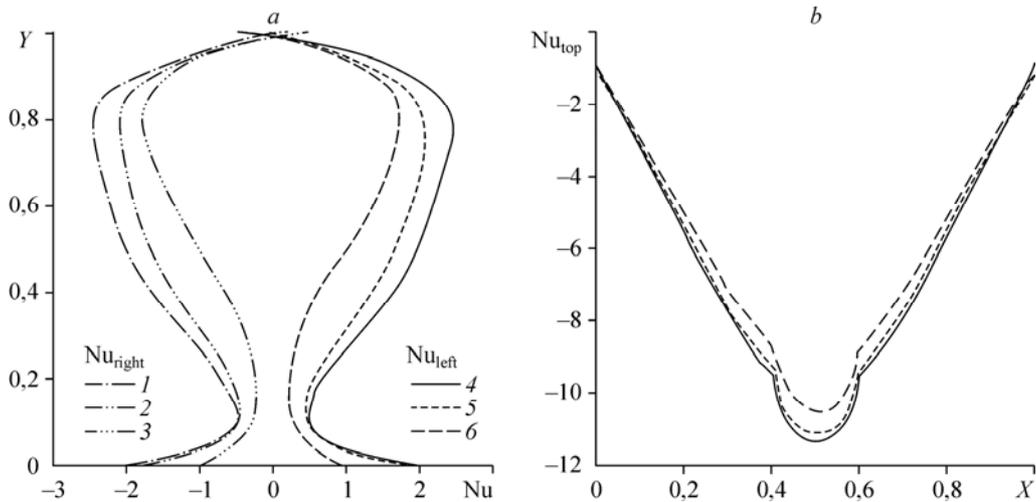


Рис. 4. Профили локальных конвективных чисел Нуссельта на внутренних границах вертикальных стенок (a) и верхней горизонтальной стенки (b).

$l/L = 0,4, l_{hs}/L = 0,2, \tau = 100: \varepsilon = 0$ (1, 4), 0,3 (2, 5), 0,9 (3, 6).

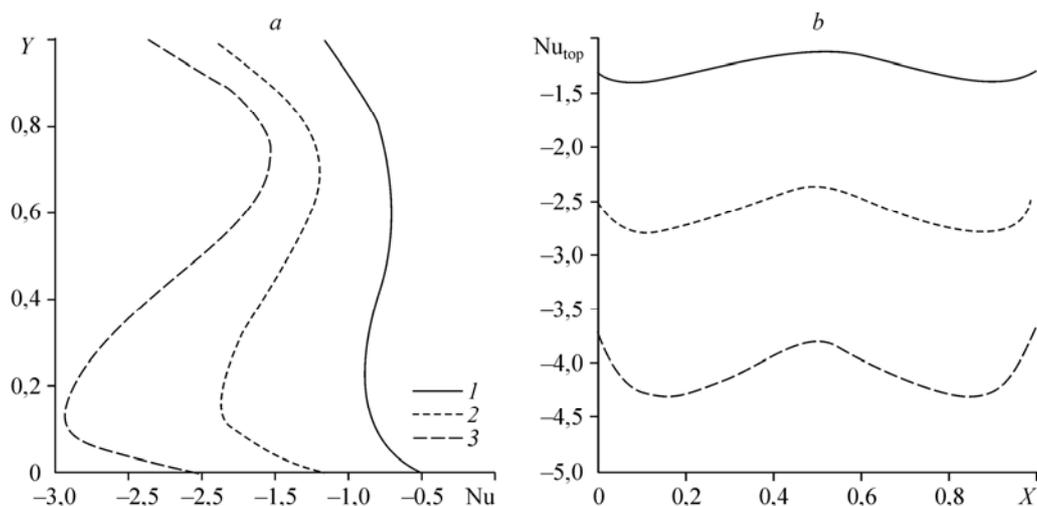


Рис. 5. Профили локальных радиационных чисел Нуссельта на внутренних границах вертикальных стенок (а) и верхней горизонтальной стенки (b).

$l/L = 0,4, l_{hs}/L = 0,2, \tau = 100: \varepsilon = 0,3$ (1), 0,6 (2), 0,9 (3).

(рис. 5; $Nu_{left} = N_{rc} Q_{rad}|_{X=0,1}$, $Nu_{right} = N_{rc} Q_{rad}|_{X=1,1}$, $Nu_{top} = N_{rc} Q_{rad}|_{Y=1,1}$) чисел Нуссельта на вертикальных и верхней горизонтальной границах раздела сред.

Увеличение абсолютного значения локального конвективного числа Нуссельта в верхних частях вертикальных границ обусловлено формированием существенного температурного напора вследствие влияния источника энергии и продвижения фронта пониженной температуры со стороны внешних границ в твердых стенках, а уменьшение связано с охлаждением нисходящих воздушных потоков в нижней части полости. Положительные значения Nu_{left} и отрицательные Nu_{right} и Nu_{top} характеризуют охлаждение воздушной полости со стороны твердых стенок.

Увеличение приведенной степени черноты приводит к уменьшению абсолютных значений локальных конвективных чисел Нуссельта вследствие роста температуры внутренних поверхностей твердых стенок.

Значения локальных радиационных чисел Нуссельта на вертикальных границах совпадают и представлены на рис. 5, а. Отрицательные значения Nu характеризуют превышение падающего излучения над собственным. Увеличение ε приводит к росту абсолютных величин локальных радиационных чисел Нуссельта и более четкому выделению зоны максимальных и минимальных значений как на вертикальных, так и на горизонтальной стенках. Повышение абсолютных значений Nu в нижней части полости обусловлено близостью локального источника энергии и, соответственно, большей разностью между падающим и собственным излучением. Наличие локального максимума в профилях Nu_{top} при $0,4 < X < 0,6$ характеризует конвективное влияние температурного факела, расположенного в средней части полости над источником энергии. В этой зоне наблюдается значительное повышение локального конвективного числа Нуссельта (рис. 4, b).

Влияние размера источника энергии

На рис. 6 представлены профили температуры в сечении $X = 0,6$ при изменении приведенной степени черноты внутренних поверхностей ограждающих стенок, а также длины источника энергии вдоль координаты X.

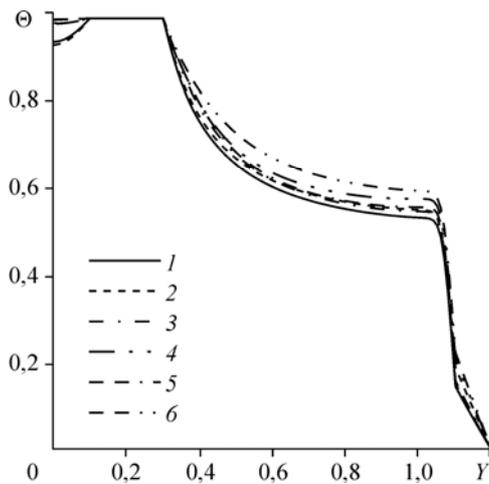


Рис. 6. Профили температуры в сечении $X = 0,6$.
 $\tau = 100, \varepsilon = 0: l_{hs}/L = 0,2$ (1), $0,4$ (3), $0,6$ (5),
 $\varepsilon = 0,9: l_{hs}/L = 0,2$ (2), $0,4$ (4), $0,6$ (6).

В случае пренебрежения поверхностным излучением ($\varepsilon = 0$) увеличение длины источника l_{hs}/L от $0,2$ до $0,4$ приводит к росту температуры в центральной части термического факела. Необходимо отметить, что изменение l_{hs}/L в диапазоне от $0,4$ до $0,6$ фактически не отражается на повышении Θ в среднем сечении полости над тепловыделяющим элементом, но при $Y < 0,1$ наблюдается интенсивный прогрев. При учете поверхностного излучения ($\varepsilon = 0,9$) увеличение l_{hs}/L проявляется в значительном повышении температуры в центральной части термического факела. Причем наибольший рост Θ происходит при $0,4 < l_{hs}/L < 0,6$, что также отражается на распределении температуры в верхней стенке. Наблюдаемые изменения профиля Θ при $\varepsilon = 0,9$ обусловлены физическими особенностями радиационного механизма в прозрачной среде, описанными выше.

На рис. 7 представлены временные зависимости средних конвективного $Nu_{top}^{con} = \int_{0,1}^{1,1} \left| \frac{\partial \Theta}{\partial Y} \right|_{Y=1,1} dX$ (рис. 7, а), радиационного $Nu_{top}^{rad} = N_{rc} \int_{0,1}^{1,1} Q_{rad} |_{Y=1,1} dX$ (рис. 7, б) и полного $Nu_{top}^{total} = Nu_{top}^{con} + Nu_{top}^{rad}$ (рис. 7, в) чисел Нуссельта на верхней границе раздела сред ($Y = 1,1$) при изменении как приведенной степени черноты, так и длины источника энергии. Данная граница выбрана с целью наиболее адекватного отражения влияния размера источника на интенсивность теплопереноса вследствие сохранения расстояния от тепловыделяющего элемента до границы и его относительного положения.

Уменьшение локального конвективного числа Нуссельта с ростом ε (рис. 4, б) отражается на снижении Nu_{top}^{con} при фиксированной длине источника энергии. Увеличение размеров источника приводит к формированию зоны осцилляционной зависимости $Nu_{top}^{con}(\tau)$, время существования которой увеличивается с ростом l_{hs}/L и ε . Среднее радиационное число Нуссельта устанавливается намного быстрее по сравнению с интегральным конвективным числом Нуссельта. Увеличение размеров источника и приведенной степени черноты поверхностей отражается на повышении Nu_{top}^{rad} . Характер зависимости полного интегрального коэффициента теплообмена Nu_{top}^{total} от безразмерного времени, величин l_{hs}/L и ε (рис. 7, в) соответствует изменению Nu_{top}^{con} (рис. 7, а), но при этом четко выделяется влияние приведенной степени черноты, аналогичное Nu_{top}^{rad} (рис. 7, б).

Влияние положения источника энергии

Изменение положения тепловыделяющего элемента вдоль горизонтальной координаты при $l_{hs}/L = 0,2$ отражается не только на структуре течения и профилях температуры, но и на интегральных характеристиках процесса.

На рис. 8 представлены изолинии функции тока и температуры при $\varepsilon = 0,9$ и $\tau = 100$ в результате смещения источника из центрального положения к левой стенке.

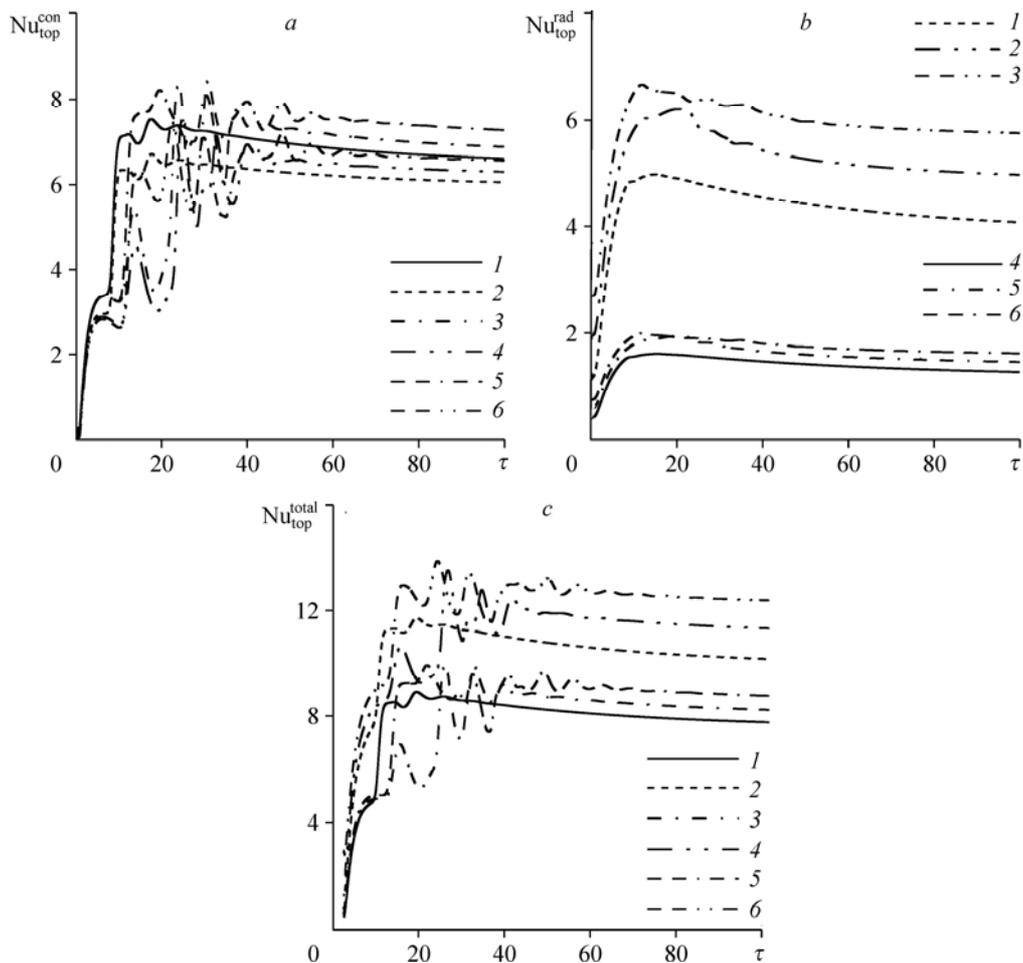


Рис. 7. Зависимость средних конвективного (a), радиационного (b) и полного (c) чисел Нуссельта от τ , l_{hs}/L и ε .

a — $\varepsilon = 0$: $l_{hs}/L = 0,2$ (1), 0,4 (3), 0,6 (5), $\varepsilon = 0,9$: $l_{hs}/L = 0,2$ (2), 0,4 (4), 0,6 (6);
 b — $\varepsilon = 0,9$: $l_{hs}/L = 0,2$ (1), 0,4 (2), 0,6 (3), $\varepsilon = 0,3$: $l_{hs}/L = 0,2$ (4), 0,4 (5), 0,6 (6);
 c — $\varepsilon = 0,3$: $l_{hs}/L = 0,2$ (1), 0,4 (3), 0,6 (5); $\varepsilon = 0,9$: $l_{hs}/L = 0,2$ (2), 0,4 (4), 0,6 (6).

Независимо от значений l/L в воздушной полости формируются две конвективные ячейки, граница раздела которых характеризует зону развития термического факела. Смещение источника энергии из среднего положения приводит к изменению интенсивности конвективных течений в полости, например, анализируя интенсивность правой конвективной ячейки, было установлено: $|\Psi|_{max}^{l/L=0,4} = 0,052$, $|\Psi|_{max}^{l/L=0,3} = 0,049 < |\Psi|_{max}^{l/L=0,2} = 0,05 < |\Psi|_{max}^{l/L=0,1} = 0,051$. Такое изменение величины $|\Psi|_{max}$ обусловлено как распространением гидродинамических возмущений от ограждающих твердых стенок, так и особенностями эффекта поверхностного излучения при приближении источника энергии к левой стенке. Последнее вызывает существенную модификацию теплового факела, выбивающуюся из общей тенденции влияния значения l/L на распределение температуры (рис. 9, a) и вертикальной компоненты скорости (рис. 9, b). Исключив из рассмотрения вариант $l/L = 0,1$, видим, что увеличение расстояния от левой стенки до границы источника энергии проявляется в смещении теплового факела в центральную часть полости с незначительным ростом Θ и V (рис. 9).

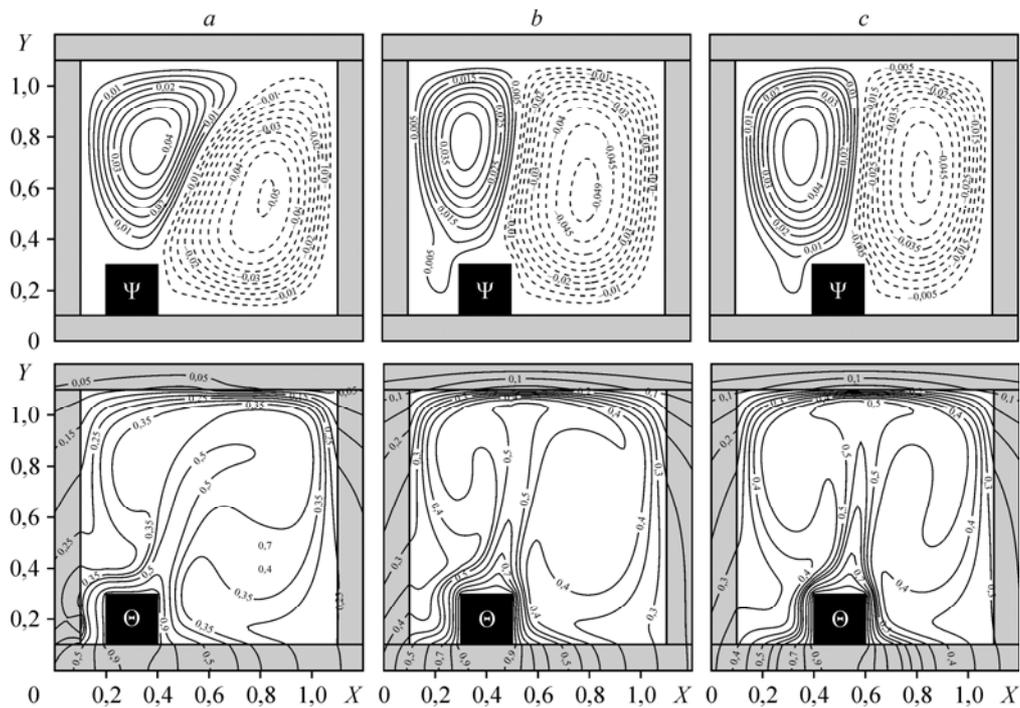


Рис. 8. Линии тока Ψ и поля температуры Θ .
 $\varepsilon = 0,9, l_{hs}/L = 0,2, \tau = 100: l/L = 0,1$ (a), $0,2$ (b), $0,3$ (c).

Эффект близости излучающей поверхности продемонстрирован в зависимости интегральных конвективного (рис. 10, a), радиационного (рис. 10, b) и полного (рис. 10, c) чисел Нуссельта от времени. При $l/L = 0,1$ осцилляционный характер зависимости для $Nu_{top}^{con}(\tau)$ сохраняется на всем временном интервале $\tau < 100$ независимо от значения приведенной степени черноты внутренних поверхностей твердых стенок. В случае $Nu_{top}^{rad}(\tau)$ осцилляции малой амплитуды формируются только при $\varepsilon = 0,9$. При удалении источника от стенки (рис. 10, a) наблюдается увеличение среднего конвективного

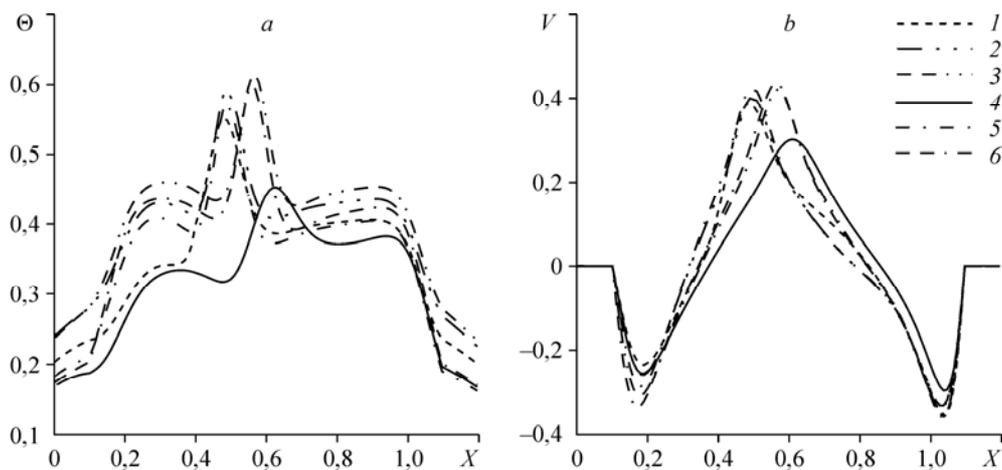


Рис. 9. Профили температуры Θ (a) и вертикальной компоненты скорости V (b).
 $Y = 0,6, l_{hs}/L = 0,2, \tau = 100, \varepsilon = 0,9: l/L = 0,1$ (1), $0,2$ (2), $0,3$ (3), $\varepsilon = 0: l/L = 0,1$ (4), $0,2$ (5), $0,3$ (6).

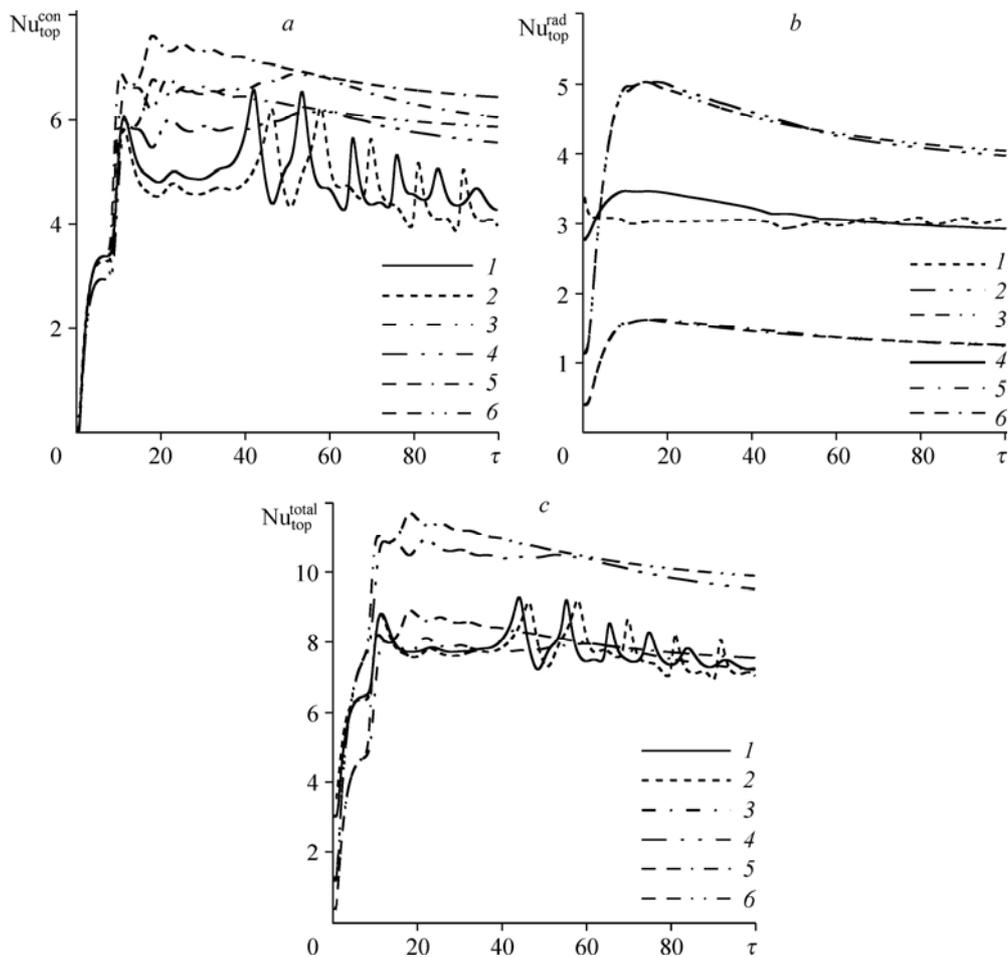


Рис. 10. Зависимость средних конвективного (а), радиационного (б) и полного (с) чисел Нуссельта от τ , l/L и ε при $l_{hs}/L = 0,2$.

а — $\varepsilon = 0$: $l/L = 0,1$ (1), 0,2 (3), 0,3 (5), $\varepsilon = 0,9$: $l/L = 0,1$ (2), 0,2 (4), 0,3 (6);

б — $\varepsilon = 0,9$: $l/L = 0,1$ (1), 0,2 (2), 0,3 (3), $\varepsilon = 0,3$: $l/L = 0,1$ (4), 0,2 (5), 0,3 (6);

с — $\varepsilon = 0,3$: $l/L = 0,1$ (1), 0,2 (3), 0,3 (5), $\varepsilon = 0,9$: $l/L = 0,1$ (2), 0,2 (4), 0,3 (6).

числа Нуссельта, а среднее радиационное число Нуссельта ведет себя немонотонно — уменьшается при $\varepsilon = 0,3$ и увеличивается при $\varepsilon = 0,9$. Зависимость $Nu_{top}^{total}(\tau)$ (рис. 10, с) обобщает представленные изменения для конвективного и радиационного чисел Нуссельта.

В результате проведенных исследований были получены аппроксимационные соотношения для средних конвективного и радиационного чисел Нуссельта на верхней горизонтальной границе раздела сред при $Ra = 10^6$, $Pr = 0,7$, $l_{hs}/L = 0,2$, $0,3 \leq \varepsilon \leq 0,9$, $0,2 \leq l/L \leq 0,4$:

$$Nu_{top}^{con} = 6,808 \cdot \varepsilon^{-0,06} (l/L)^{0,123},$$

$$Nu_{top}^{rad} = 4,668 \cdot \varepsilon^{1,056} (l/L)^{0,031}.$$

Заключение

Численно решена нестационарная задача термогравитационной конвекции и поверхностного излучения в замкнутой воздушной полости с теплопроводными стенками конечной толщины при наличии локального источника энергии постоянной температуры,

расположенного в нижней части полости, в условиях конвективного теплообмена с внешней средой на вертикальных и верхней горизонтальной стенках. Представлены распределения изолиний функции тока и температуры, отражающие влияние определяющих комплексов: $0 \leq \varepsilon \leq 0,9$, $0,1 \leq l/L \leq 0,5$, $0,2 \leq l_{hs}/L \leq 0,6$, $0 \leq \tau \leq 100$ при $Ra = 10^6$, $N_{\tau c} = 24,54$, $\xi = 0,82$, $Pr = 0,7$, $Bi = 2$, $h/L = 0,1$, $a_{1,2} = 0,6$, $\lambda_{1,2} = 7$. Установлено, что увеличение приведенной степени черноты внутренних поверхностей ограждающих твердых стенок приводит к снижению интегрального конвективного числа Нуссельта и увеличению интегрального радиационного числа Нуссельта. Показано, что повышение длины источника энергии проявляется в формировании зоны осцилляционной зависимости $Nu_{top}^{con}(\tau)$, время существования которой увеличивается с ростом l_{hs}/L и ε . Установлен эффект близости ограничивающих поверхностей при рассмотрении нестационарных задач естественной конвекции и поверхностного излучения, проявляющийся в формировании осцилляционного характера зависимостей средних конвективного и радиационного (при высоких ε) чисел Нуссельта.

Список литературы

1. Wang H., Xin S., Le Quere P. Numerical study of natural convection-surface radiation coupling in air-filled square cavities // C.R. Mecanique. 2006. Vol. 334. P. 48–57.
2. Bouali H., Mezrhab A., Amaoui H., Bouzidi M. Radiation-natural convection heat transfer in an inclined rectangular enclosure // Int. J. Thermal Sci. 2006. Vol. 45. P. 553–566.
3. Kim D.M., Viskanta R. Effect of wall conduction and radiation on natural convection in a rectangular cavity // Numerical Heat Transfer. 1984. Vol. 7. P. 449–470.
4. Kim D.M., Viskanta R. Heat transfer by conduction, natural convection and radiation across a rectangular cellular structure // Int. J. Heat Fluid Flow. 1984. Vol. 5. P. 205–213.
5. Rajkumar M.R., Venugopal G., Anil Lal S. Natural convection with surface radiation from a planar heat generating element mounted freely in a vertical channel // Heat Mass Transfer. 2011. Vol. 47. P. 789–805.
6. Hotta T.K., Muvvala P., Venkateshan S.P. Effect of surface radiation heat transfer on the optimal distribution of discrete heat sources under natural convection // Heat Mass Transfer. 2012. Vol. 48. P. 514–521.
7. Sharma A.K., Velusamy K., Balaji C. Interaction of turbulent natural convection and surface thermal radiation in inclined square enclosures // Heat Mass Transfer. 2008. Vol. 44. P. 1153–1170.
8. Sharma A.K., Velusamy K., Balaji C., Venkateshan S.P. Conjugate turbulent natural convection with surface radiation in air filled rectangular enclosures // Heat Mass Transfer. 2007. Vol. 50. P. 625–639.
9. Xaman J., Arce J., Alvarez G., Chavez Y. Laminar and turbulent natural convection combined with surface thermal radiation in a square cavity with a glass wall // Int. J. Thermal Sci. 2008. Vol. 47. P. 1630–1638.
10. Xaman J., Alvarez G., Hinojosa J., Flores J. Conjugate turbulent heat transfer in a square cavity with a solar control coating deposited to a vertical semitransparent wall // Int. J. Heat Fluid Flow. 2009. Vol. 30. P. 237–248.
11. Шеремет М.А. Сопряженные задачи естественной конвекции. Замкнутые области с локальными источниками тепловыделения. Берлин: LAP LAMBERT Academic Publishing, 2011. 176 с.
12. Terekhov V.I., Chichindaev A.V., Ekaid A.L. Buoyancy heat transfer in staggered dividing square enclosure // Int. J. Thermal Sci. 2011. Vol. 15, No. 2. P. 409–422.
13. Siegel R., Howell J.R. Thermal radiation heat transfer. London: Taylor & Francis, 2002. 868 p.
14. Мартюшев С.Г., Шеремет М.А. Численный анализ сопряженного конвективно-радиационного теплопереноса в замкнутой полости, заполненной диатермичной средой // Вестник Удмуртского ун-та. Математика. Механика. Компьютерные науки. 2012. Вып. 3. С. 114–125.
15. Кузнецов Г.В., Шеремет М.А. К вопросу об эффективном регулировании теплопереноса и гидродинамики в замкнутых областях за счет оптимального выбора материалов ограждающих стенок и внешней тепловой нагрузки // Микроэлектроника. 2011. Т. 40, № 5. С. 351–358.
16. Vivek V., Sharma A.K., Balaji C. Interaction effects between laminar natural convection and surface radiation in tilted square and shallow enclosures // Int. J. Thermal Sci. 2012. Vol. 60. P. 70–84.

Статья поступила в редакцию 1 ноября 2012 г.,
после доработки — 28 января 2013 г.