

УДК 536.24

Турбулентная свободная конвекция между вертикальными изотермическими пластинами с несимметричным нагревом *

В.И. Терехов, А.Л. Экаид

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

E-mail: terekhov@itp.nsc.ru

Представлены результаты численного исследования течения и теплообмена при турбулентной свободной конвекции между вертикальными параллельными изотермическими пластинами с различными температурами. Температурный фактор изменялся в пределах $R_T = -2 \div 1$. Число Рэлея варьировалось в диапазоне $Ra = 10^7 \div 10^9$, а соотношение геометрических размеров пластин и расстояний между ними было неизменным $A = L/w = 10$. Численные исследования проводились посредством решения двумерных уравнений Навье–Стокса и уравнения энергии в приближении Буссинеска. Рассматриваемая краевая задача имеет неизвестные условия на входе и на выходе между пластинами. Для описания турбулентности использовалась модифицированная низкорейнольдсовая $k-\epsilon$ модель. Проанализировано влияние температурного фактора на структуру течения в области входа и выхода из канала. Представленные данные по распределению скоростей и температур между пластинами, локальной и интегральной теплоотдаче позволяют глубже понять механизм процессов переноса между параллельными пластинами с асимметричным нагревом.

Ключевые слова: свободная конвекция, параллельные пластины, турбулентный режим, несимметричный нагрев, теплообмен.

Введение

В последнее время наблюдается повышенный интерес к изучению естественной конвекции в вертикальных каналах. Такие течения широко распространены в практических приложениях для строительной теплофизики (стеклопакеты с регулируемыми характеристиками, вентилируемые фасады зданий), а также при охлаждении электронных компонентов, в солнечных коллекторах и др. Подобные исследования являются важными для создания пассивных методов охлаждения энергетических объектов, в том числе и ядерных реакторов.

Основные исследования в области естественной конвекции между вертикальными пластинами и в плоских каналах представлены в работах [1–8]. Обзор по этой проблеме дан в работах [9, 10]. Вышеупомянутые исследования касаются ламинарных потоков в различных тепловых граничных и геометрических условиях.

Исследований турбулентной естественной конвекции в замкнутых прослойках существенно меньше [11–16]. Свободно-конвективное течение и теплообмен между параллельными пластинами с открытыми верхней и нижней границами при турбулентном

* Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проекты № 10-08-00105 и № 13-08-00347).

режиме также изучен недостаточно полно. Авторы работы [12] разработали численную модель турбулентного течения и теплообмена в вертикальном плоском канале с одной нагреваемой и второй адиабатической стенками. Здесь была использована низкорейнольдсовая $k-\varepsilon$ модель турбулентности в сочетании с решением тепловой задачи. В работе получены корреляционные соотношения для интегрального теплообмена и расхода газа через канал. Авторы работы [13] представили экспериментальные данные о профилях скорости и визуализации течения для симметричного и несимметричного нагрева стенок. Результаты свидетельствуют о значительном влиянии граничных условий на поле течения. В работе [14] изучалось течение в канале с симметричным нагревом. Были приведены профили средней скорости на трех различных высотах при различных удлинениях канала. В работе [15] экспериментально и численно исследовалась турбулентная естественная конвекция в вертикальных плоских каналах с асимметричным нагревом. Одна стенка поддерживалась при постоянной температуре, а противоположная, выполненная из прозрачного материала, была при неконтролируемых тепловых условиях. Авторы работы [16] представили экспериментальные данные по естественной конвекции в асимметрично подогреваемом плоском вертикальном канале, полученные с помощью PIV-системы. При этом одна стенка канала нагревалась выше температуры окружающей среды, а противоположная, наоборот, охлаждалась.

В работе [17] проведено численное исследование ламинарной свободной конвекции между вертикальными параллельными пластинами с асимметричным подогревом. При этом температура горячей пластины была выше, а холодной — ниже температуры окружающей среды. Температурный фактор $R_T = (T_C - T_o)/(T_H - T_o)$ изменялся в пределах от -5 до $+1$, а число Рэлея варьировалось $Ra = 10^3 \div 10^5$. Авторами установлен сложный механизм развития свободно-конвективных потоков в режиме инверсии, когда подъемное течение в канале сменяется на опускное за счет интенсивного охлаждения одной из стенок. Очевидно, что при турбулентном режиме течения также будут наблюдаться качественно подобные режимы, однако количественное описание аэродинамических и тепловых процессов представляет самостоятельный интерес.

Настоящее исследование посвящено численному исследованию турбулентной естественной конвекции в симметрично и асимметрично нагретых вертикальных каналах. В случае симметричного нагрева обе пластины канала рассматриваются при постоянной и одинаковой температуре, превышающей температуру окружающей среды. Для асимметричных условий температуры пластины также не изменялись по высоте, но при этом они отличались друг от друга так, что температурный параметр R_T изменялся в диапазоне от -2 до $+1$. Цель работы — изучение влияния параметра R_T на структуру потока, локальный и средний теплообмен в диапазоне чисел Рэлея $Ra = 10^7 \div 10^9$.

Постановка задачи. Основные уравнения

Численные исследования проводились посредством решения двумерных уравнений Навье–Стокса и уравнения энергии в приближении Буссинеска. Рассматриваемая краевая задача имеет неизвестные условия на входе и на выходе течения между пластинами. Поэтому расчетная область кроме пространства между пластинами включает два дополнительных прямоугольника у входа и выхода канала с мягкими граничными условиями на границах. Оптимальный размер этих областей и число расчетных узлов определялись в серии численных экспериментов и верификацией на опытных данных, полученных в более простых условиях. Как правило, линейный размер входной и выходной областей был не меньше, чем высота пластины L . Численное решение было получено для числа Прандтля $Pr = 0,71$ и модифицированного числа Рэлея в диапазоне $Ra = 10^7 \div 10^9$.

Схема течения представлена на рис. 1, *a*, где показан асимметрично нагреваемый вертикальный канал с двумя параллельными пластинами при постоянных температурах T_H , T_C , высота пластин L и расстояние между ними w . Расчетная область на рис. 1, *b*

включает в себя две присоединенные ко входу прямоугольные области высотой L_Y и шириной L_X . Течение жидкости в канале полагается двумерным, турбулентным, ньютоновским и несжимаемым. Полагается также, что все свойства жидкости постоянны, кроме изменения плотности для сил плавучести в уравнении сохранения импульса. С этими допущениями основные уравнения сохранения записываются в безразмерном виде:

Уравнения неразрывности и сохранения импульсов:

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \rho^* \frac{\partial U}{\partial \tau} + \rho^* U \frac{\partial U}{\partial X} + \rho^* V \frac{\partial U}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial X} + \sqrt{\frac{\text{Pr}}{\text{Ra}}} \frac{\partial}{\partial X} \left[\left(\mu^* + \mu_t^* \right) \left(2 \frac{\partial U}{\partial X} \right) \right] + \\ + \sqrt{\frac{\text{Pr}}{\text{Ra}}} \frac{\partial}{\partial Y} \left[\left(\mu + \mu_t \right) \left(\frac{\partial U}{\partial Y} + \frac{\partial V}{\partial X} \right) \right], \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \rho^* \frac{\partial V}{\partial \tau} + \rho^* U \frac{\partial V}{\partial X} + \rho^* V \frac{\partial V}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial Y} + \sqrt{\frac{\text{Pr}}{\text{Ra}}} \frac{\partial}{\partial Y} \left[\left(\mu^* + \mu_t^* \right) \left(2 \frac{\partial V}{\partial Y} \right) \right] + \\ + \sqrt{\frac{\text{Pr}}{\text{Ra}}} \frac{\partial}{\partial X} \left[\left(\mu + \mu_t \right) \left(\frac{\partial U}{\partial Y} + \frac{\partial V}{\partial X} \right) \right] + \theta. \end{aligned} \quad (3)$$

Уравнение сохранения энергии:

$$\begin{aligned} \rho^* \frac{\partial \theta}{\partial \tau} + \rho^* U \frac{\partial \theta}{\partial X} + \rho^* V \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \frac{1}{\sqrt{\text{Pr Ra}}} \frac{\partial}{\partial X} \left[\left(\mu^* + \frac{\mu_t^* \text{Pr}}{\sigma_T} \right) \frac{\partial \theta}{\partial X} \right] + \\ + \frac{1}{\sqrt{\text{Pr Ra}}} \frac{\partial}{\partial Y} \left[\left(\mu^* + \frac{\mu_t^* \text{Pr}}{\sigma_T} \right) \frac{\partial \theta}{\partial Y} \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

В уравнениях (2–4) μ_t является турбулентной вязкостью, которая определяется по кинетической энергии турбулентности k и скорости ее диссипации E как

$$\mu_t^* = \sqrt{\text{Ra/Pr}} \rho^* C_\mu f_\mu K^2/E. \quad (5)$$

Уравнение переноса кинетическая энергия турбулентности k :

$$\begin{aligned} \rho^* \frac{\partial K}{\partial \tau} + \rho^* U \frac{\partial K}{\partial X} + \rho^* V \frac{\partial K}{\partial Y} = \sqrt{\frac{\text{Pr}}{\text{Ra}}} \frac{\partial}{\partial X} \left[\left(\mu^* + \frac{\mu_t^*}{\sigma_K} \right) \frac{\partial K}{\partial X} \right] + \\ + \sqrt{\frac{\text{Pr}}{\text{Ra}}} \frac{\partial}{\partial Y} \left[\left(\mu^* + \frac{\mu_t^*}{\sigma_K} \right) \frac{\partial K}{\partial Y} \right] + P_K + G_K - \rho^* E. \end{aligned} \quad (6)$$

Скорость диссипации турбулентной энергии E :

$$\begin{aligned} \rho^* \frac{\partial E}{\partial \tau} + \rho^* U \frac{\partial E}{\partial X} + \rho^* V \frac{\partial E}{\partial Y} = \sqrt{\frac{\text{Pr}}{\text{Ra}}} \frac{\partial}{\partial X} \left[\left(\mu^* + \frac{\mu_t^*}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial E}{\partial X} \right] + \sqrt{\frac{\text{Pr}}{\text{Ra}}} \frac{\partial}{\partial Y} \left[\left(\mu^* + \frac{\mu_t^*}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial E}{\partial Y} \right] + \\ + \left(C_{\varepsilon 1} f_1 (P_K + C_{\varepsilon 3} G_K) - \rho^* C_{\varepsilon 2} f_2 \varepsilon \right) \frac{E}{K} + F, \end{aligned} \quad (7)$$

где G_K представляет собой генерацию энергии турбулентности из-за градиентов средней скорости, $\rho^* E$ — среднее его разрушения, P_K — производство турбулентной энергии силами плавучести. Члены P_K и G_K записывается в виде:

$$P_K = \mu_t^* \sqrt{\frac{\text{Pr}}{\text{Ra}}} \left(2 \left(\frac{\partial U}{\partial X} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial V}{\partial Y} \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial Y} + \frac{\partial V}{\partial X} \right)^2 \right), \quad (8)$$

$$G_K = \frac{1}{\sqrt{\text{Pr Ra}}} \frac{\mu_t^*}{\sigma_T} \frac{\partial \theta}{\partial Y}. \quad (9)$$

Величины f_1 и f_2 в уравнении (7) являются функциями демпфирования [18]. Кроме того, здесь имеется дополнительный член F для расчета поведения диссипации в окрестности стенки:

$$F = \frac{2\mu^* \mu_t^*}{\rho^*} \frac{\text{Pr}}{\text{Ra}} \left\{ \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right)^2 + 2 \left[\left(\frac{\partial^2 U}{\partial X \partial Y} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X \partial Y} \right)^2 \right] \right\}. \quad (10)$$

Используемая модель турбулентности, как и стандартная k - E модель, содержит соотношение для турбулентной вязкости (5) и транспортные уравнения (6 и 7) для K и E . В отличие от стандартной, разработанная модель позволяет проводить вычисления вплоть до стенки. Применяемая для демпфирования функция f_μ выражается по аналогии с данными [19] следующим образом:

$$f_\mu = \left[1 - \exp \left(-1,5 \times 10^{-4} R_y - 5,0 \times 10^{-7} R_y^3 - 1,0 \times 10^{-10} R_y^5 \right) \right]^{1/2}. \quad (11)$$

Величина R_y является локальным числом Рейнольдса и определяется как

$$R_y = \sqrt{\frac{\text{Ra}}{\text{Pr}}} \frac{\rho^* \sqrt{K} y}{\mu^*}. \quad (12)$$

Константы низкорейнольдсовой κ - ε модели турбулентности имеют следующие значения:

C_μ	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	$C_{\varepsilon 3}$	σ_k	σ_ε	σ_T	f_1	f_2
0,09	1,44	1,92	$\tanh V/U $	1	1,3	0,9	1	1

Система уравнений (1–12) решалась в безразмерном виде с использованием следующих переменных:

$$X, Y = \frac{x, y}{w}; \quad U, V = \frac{u, v}{u_{\text{ref}}}; \quad P = \frac{p}{\rho u_{\text{ref}}^2}; \quad \theta = \frac{(T - T_o)}{(T_H - T_o)}; \quad K = \frac{k}{u_{\text{ref}}^2}; \quad E = \frac{\varepsilon}{u_{\text{ref}}^3 / w}; \quad \tau = \frac{t}{u_{\text{ref}} / w};$$

$$\rho^* = \frac{\rho}{\rho_{\text{ref}}}; \quad \mu^* = \frac{\mu}{\mu_{\text{ref}}}; \quad \mu_t^* = \frac{\mu_t}{\mu_{\text{ref}}}; \quad u_{\text{ref}} = \sqrt{g \beta (T_H - T_o) w}; \quad (13)$$

$$\text{Ra} = \frac{\rho^2 g \beta (T_H - T_o) w^3 \text{Pr}}{\mu^2}; \quad \text{Pr} = \frac{C_p \mu}{k_f}; \quad A = \frac{L}{w}.$$

Здесь T_H , T_C и T_o — температуры на горячей, холодной стенке и окружающего воздуха соответственно. Тогда выражение для температурного фактора записывается в следующем виде:

$$R_T = (T_C - T_o) / (T_H - T_o). \quad (14)$$

Таблица

Граничные условия задачи

Граничные условия	U	V	θ	K	ε
AB и LK	$\partial U/\partial X=0$	$V=0$	$\partial\theta/\partial X=0$	$\partial K/\partial X=0$	$\partial E/\partial X=0$
EF и GH	$\partial U/\partial X=0$	$V=0$	$\theta=0$	$\partial K/\partial X=0$	$\partial E/\partial X=0$
FG	$U=0$	$\partial V/\partial Y=0$	$\theta=0$	$\partial K/\partial Y=0$	$\partial E/\partial Y=0$
AL	$U=0$	$\partial V/\partial Y=0$	$\partial\theta/\partial Y=0$	$\partial K/\partial Y=0$	$\partial E/\partial Y=0$
CD	$U=0$	$V=0$	$\theta=1$	$K=0$	$\partial E/\partial Y=0$
IJ	$U=0$	$V=0$	$\theta=R_T$	$K=0$	
BC, DE, JK, HI	$U=0$	$V=0$	$\partial\theta/\partial Y=0$	$K=0$	$E = 2\sqrt{\text{Pr}/\text{Ra}} \mu^* / \rho^* (\partial\sqrt{K}/\partial Y)^2$

Характерным числом Рейнольдса потока на входе является

$$\text{Re} = 2\rho v_m w / \mu = 2V_m \sqrt{\text{Ra}/\text{Pr}}, \quad (15)$$

где v_m — размерная средняя скорость на входе.

Локальное число Нуссельта для горячей и холодной стенки определяется соответственно как:

$$\text{Nu}_H = \frac{\partial\theta}{\partial X}\Big|_{X=0}, \quad \text{Nu}_C = \frac{\partial\theta}{\partial X}\Big|_{X=1}. \quad (16)$$

Среднее число Нуссельта вдоль всей длины канала определяется как:

$$\overline{\text{Nu}}_H = \frac{1}{A} \int_0^A \text{Nu}_H dY, \quad \overline{\text{Nu}}_C = \frac{1}{A} \int_0^A \text{Nu}_C dY. \quad (17)$$

Тепловой баланс течения в канале дает следующие выражения для интегрального числа Нуссельта на обеих стенках:

$$\overline{\text{Nu}}_O = \frac{1}{A} \int_0^1 \left[(\sqrt{\text{Ra Pr}} V \theta)_{Y=A} - (\sqrt{\text{Ra Pr}} V \theta)_{Y=0} \right] dX. \quad (18)$$

Величина интегрального теплообмена на холодной и горячей пластинах определялась также суммированием тепловых потоков по соотношению (17). При этом отличие результатов расчета от теплового баланса (18) не превышало 0,4 %.

Граничные условия задачи представлены в таблице и на рис. 1.

Результаты расчетов и их обсуждение

Основное внимание в расчетных исследованиях было уделено изучению влияния температурного фактора R_T на аэродинамику потока и теплообмен между пластинами. На рис. 2 дана эволюция профилей скорости и температуры по высоте промежутка между пластинами. Для случая одинакового нагрева пластин ($R_T = 1$) распределение скоростей и температур симметрично. Основное изменение параметров и особенно температурного

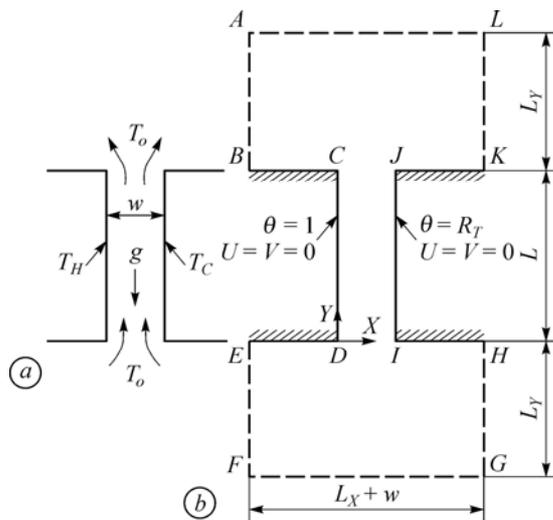


Рис. 1. Схема задачи.

a — схема течения, b — вычислительный домен.

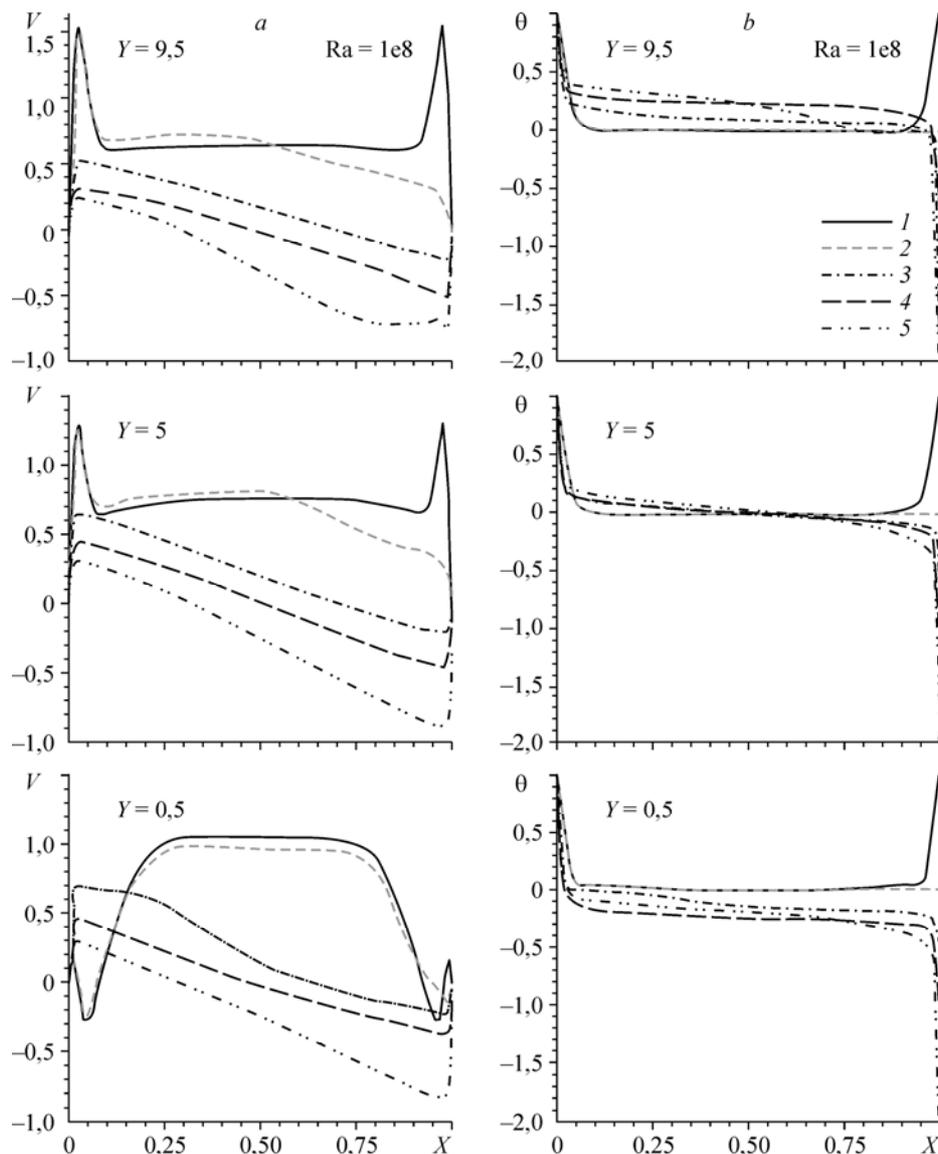


Рис. 2. Распределение продольной скорости (а) и температуры (б) между пластинами.
 $R_T = 1$ (1), 0 (2), -0,5 (3), -1 (4), -2 (5).

поля наблюдается в окрестности стенок. На входе в канал имеет место интенсивный отрыв потока, который приводит к поджатию течения и заметному его ускорению. Отрыв практически вырождается к середине канала и картина течения приобретает сходство с естественной конвекцией у одиночной вертикальной стенки, но при наличии спутно движущейся окружающей среды.

Если одна из стенок канала приобретает температуру окружающей среды ($T_C = T_o$ и $R_T = 0$), то для рассматриваемых условий это практически не сказывается на аэродинамической и тепловой обстановке в окрестности нагретой стенки. Вполне ожидаемо, что подъемное течение у стенки с $T_C = T_o$ значительно ослабляется, а градиент температуры и, соответственно, теплообмен на этой поверхности отсутствуют.

При антисимметричных тепловых условиях, когда одна из пластин нагрета относительно окружающей среды на ту же разность температур, на какую охлаждена другая

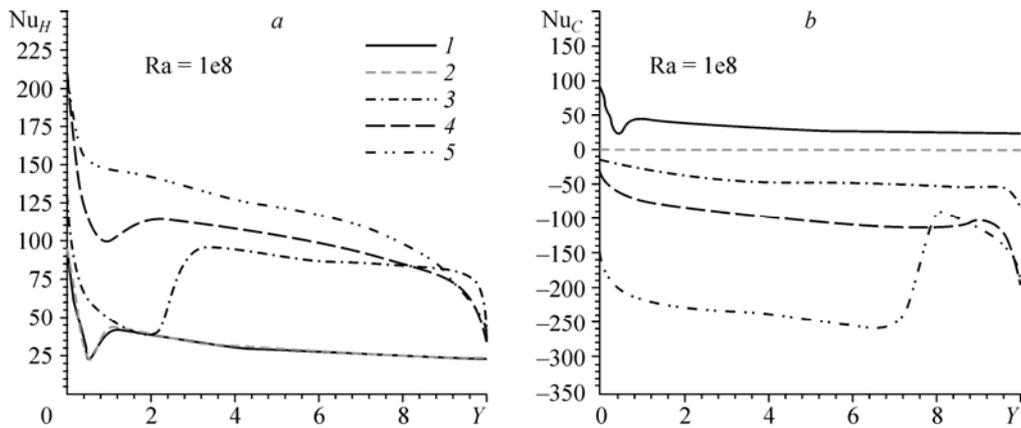


Рис. 3. Локальный теплообмен на горячей и холодной стенках при различных параметрах R_T , $R_T = 1$ (1), 0 (2), 0,5 (3), -1 (4), -2 (5).

($T_C - T_o = -(T_H - T_o)$ и $R_T = -1$), профиль скорости вне пограничных слоев становится линейным. Из рис. 2, а видно, что распределение скорости газа в подъемном течении таково же, как и в опускном. Из этого следует ожидать, что интегральные теплоотдачи на холодной и горячей стенках будут совпадать между собой по величине, а тепловые потоки, соответственно, будут противоположно направлены. Эти особенности антисимметричного нагрева подтверждаются экспериментально в работах [13–16].

Характер изменения локальной теплоотдачи по высоте пластин при вариации условий их нагрева подтверждает отмеченные закономерности аэродинамической структуры потоков. Об этом свидетельствуют данные рис. 3, где представлены результаты расчетов числа Нуссельта вдоль горячей и холодной стенок при вариации параметра R_T . Действительно, на горячей стенке практически при всех режимах ее нагрева распределение коэффициента теплоотдачи подобно течению при наличии отрыва. При $R_T > 0$ изменение тепловых условий на холодной стенке не сказывается на теплопередаче от горячей стенки и расчетные линии между собой практически совпадают. Как только в канале начинает формироваться опускное течение ($R_T < 0$), теплоотдача на горячей стенке резко возрастает на большей ее части и также резко снижается в окрестности выхода из канала. Такое изменение локальной теплоотдачи обусловлено сложным механизмом взаимодействия встречных потоков в канале, имеющих разные интенсивности и температуры.

На холодной стенке (рис. 3, б) при симметричных условиях распределение числа Nu такое же, как и на нагреваемой стенке. При $R_T = 0$ число Нуссельта также равно нулю, поскольку температуры газа и стенки равны между собой. При сильных охлаждениях пластины ($R_T < 0$) тепловой поток меняет направление и теперь уже область отрыва потока наблюдается на верху канала, где зарождается опускное течение. Подобные тенденции поведения локальной теплоотдачи имеют место и при других исследованных числах Рейля.

Поведение интегральной теплоотдачи на горячей и холодной стенках, определяемой по соотношению (17), в зависимости от температурного параметра и при различных числах Рейля демонстрируется на рис. 4. Как отмечалось выше, при положительных $R_T > 0$ теплообмен на нагретой стенке не зависит от величины температурного параметра. Это говорит о том, что тепловая картина в данном случае не зависит от тепловых граничных условий на охлаждаемой пластине. Далее, по мере снижения величины R_T число Нуссельта на горячей стенке возрастает, что обусловлено, прежде всего, принципиально иной аэродинамикой потока за счет формирования встречного опускного потока и снижением температуры газа из-за его охлаждения на противоположной стенке.

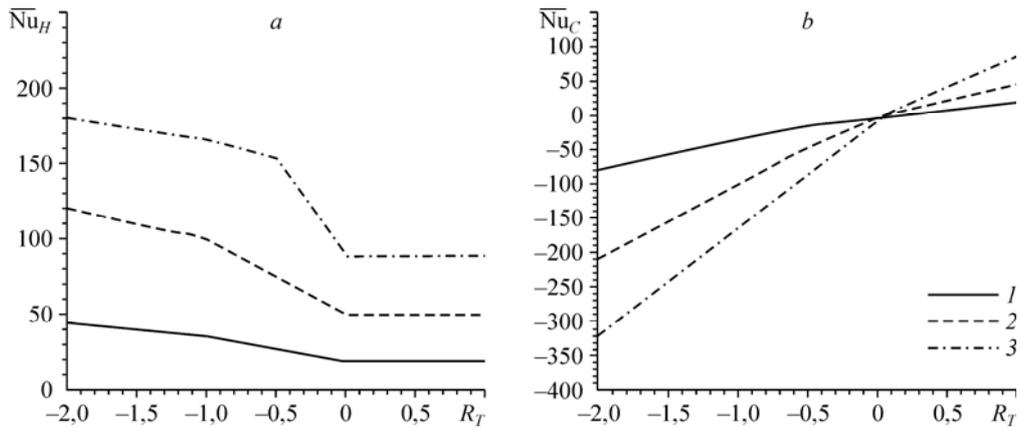


Рис. 4. Средний теплообмен по всей поверхности горячей (а) и холодной (b) пластин.
 $Ra = 1e7$ (1), $1e8$ (2), $1e9$ (3).

Принципиально по-иному ведет себя интегральный теплообмен на холодной стенке. Такой вывод можно сделать из анализа рис. 4, b. Вначале, в области положительных $R_T > 0$, когда температура стенки выше температуры газа, по мере уменьшения температурного параметра $R_T \rightarrow 0$ интенсивность теплообмена также снижается. При равенстве температур стенки и газа $T_C = T_o$ теплообмен отсутствует и число Нуссельта равно $Nu_C = 0$. При этих условиях тепловой поток на стенке меняет знак и дальнейшее понижение температуры стенки в области отрицательных значений ($R_T < 0$) приводит к существенному возрастанию теплоотдачи.

Важное для инженерных приложений значение в рассматриваемой задаче с несимметричным нагревом (охлаждением) пластин имеют величина суммарного теплообмена через обе стенки и интегральный расход газа через прослойку. Эти данные представлены на рис. 5.

Суммарный теплообмен, складывающийся из теплового потока на горячей и холодной стенках (рис. 4), в области от симметричного нагрева до антисимметричных условий ($-1 < R_T < -1$) направлен от стенок к газу. При антисимметричном нагреве $R_T = -1$ наблюдается режим инверсии теплового потока, когда количество тепла, отдаваемое горячей стенкой газу, равно тепловому потоку от газа к холодной стенке. В этом случае число

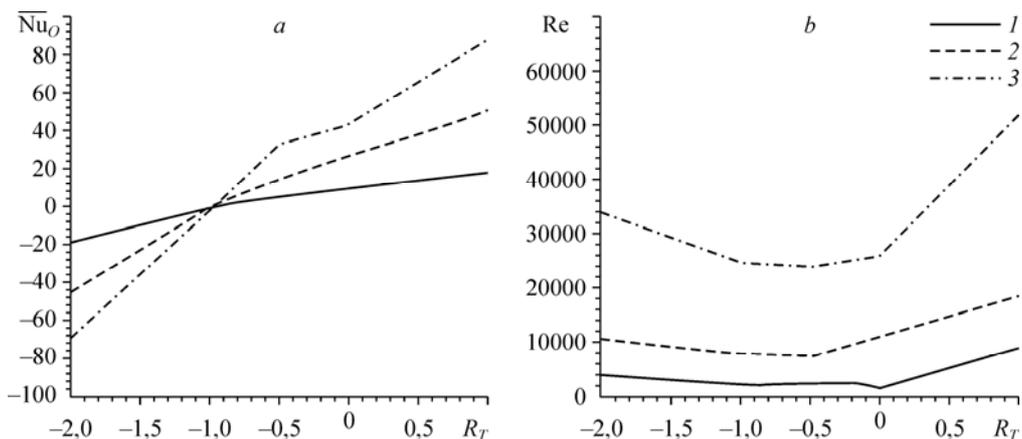


Рис. 5. Суммарный теплообмен и число Рейнольдса в вертикальном плоском канале.
 $Ra = 1e7$ (1), $1e8$ (2), $1e9$ (3).

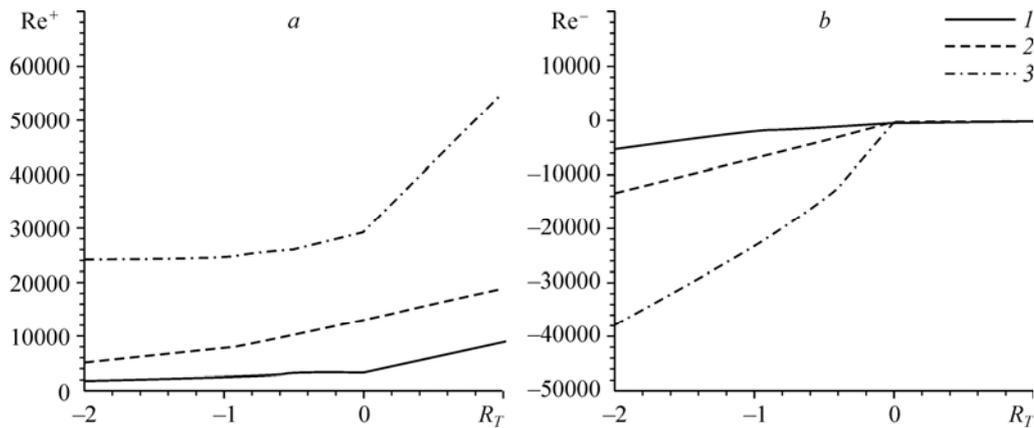


Рис. 6. Число Рейнольдса для подъемного (а) и опускающего (б) течений между пластинами при вариации температурного параметра R_T .
 $Ra = 1e7$ (1), $1e8$ (2), $1e9$ (3).

Нуссельта $Nu_0 = 0$. При дальнейшем понижении температуры холодной стенки теплообмен на ней начинает играть преобладающую роль так, что число Nu_0 становится отрицательным.

Влияние температурного параметра на число Рейнольдса между пластинами показано на рис. 5, б. Здесь число Re рассчитано по абсолютному значению среднemasсовой скорости между пластинами и включает в себя как подъемное, так и опускающее течение. Максимальный расход газа в прослойке достигается при симметричном нагреве, когда $R_T = 1$ и обе пластины участвуют в однонаправленном движении газа подъемными силами. В области $1 < R_T > 0$ за счет снижения эффективности подъема газа на охлаждаемой стенке число Re интенсивно снижается, затем на участке $0 < R_T > -1$ расход газа стабилизируется и далее медленно нарастает за счет возрастания интенсивности опускающего течения в окрестности холодной стенки.

Более детальный анализ вкладов подъемного и опускающего потоков в интегральное число Рейнольдса можно проанализировать из их поведения в отдельности. Для этого числа Рейнольдса Re^+ и Re^- рассчитывались по среднemasсовой скорости подъемного и опускающего течений, соответственно. Результаты такой обработки представлены на рис. 6. Как видно (рис. 6, а), подъемное течение наблюдается при всех значениях температурного фактора R_T , поскольку температура горячей стенки всегда превышает температуру окружающей среды. При этом по мере снижения R_T подъемное течение подавляется и число Re^+ значительно снижается. Напротив, в области изменения температурного фактора $-2 < R_T < 0$ опускающее течение (рис. 6, б) интенсифицируется, тогда как в области положительных значений ($R_T > 0$) это течение практически отсутствует.

Сопоставление с опытными и расчетными данными других авторов

На первом этапе сопоставительного анализа был выбран наиболее простой случай тепловых граничных условий на пластинах, а именно, их симметричный нагрев ($R_T > 1$). Эти данные демонстрируются на рис. 7, а в виде зависимости безразмерного числа Рейнольдса $M = Re/2Gr$ от числа Релея. Сравниваются экспериментальные данные [14], численные расчеты [20] с результатами настоящей работы для относительной высоты канала $A = L/w = 12,5$. Можно отметить хорошую корреляцию результатов и особенно согласие численного расчета авторов и эксперимента [14], представленного на рис. 7, а, с обобщающей опытными данными формулой $M = 0,44 \cdot (Ra \cdot w/L)^{-0,54}$.

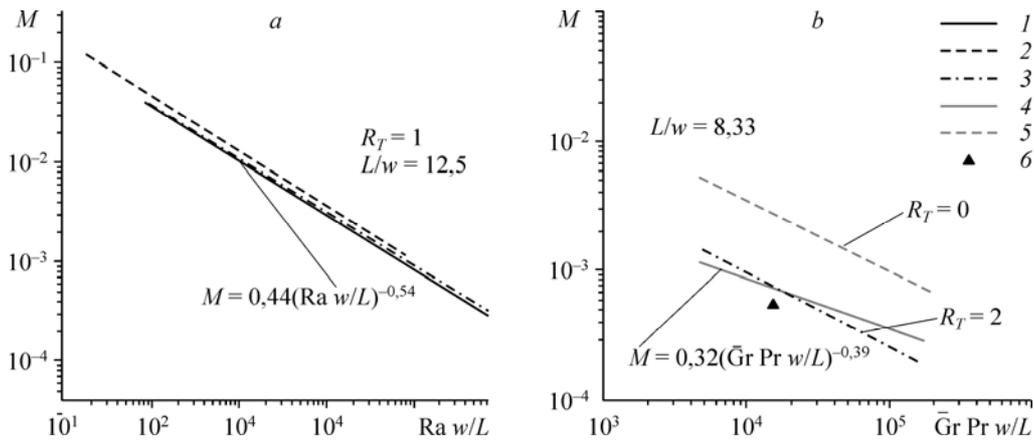


Рис. 7. Сравнение опытных [14, 16, 21] и численных [15, 20] данных по относительному расходу M между пластинами при симметричном (a) и несимметричном (b) нагревах. a — данные работ [14] (1), [20] (2), настоящей работы (3); b — данные настоящей работы (3), данные работ [16] (4), [15] (5), [21] (6).

При несимметричном нагреве, как это следует из рис. 7, b , расход газа через прослойку и, соответственно, параметр M снижается по мере уменьшения температурного фактора R_T . Такая тенденция по совместному влиянию подъемного и опускающего течений на течение в канале в целом подробно обсуждалась при анализе данных (рис. 5, 6). При этом имеется качественное согласие численных расчетов настоящей работы с опытными данными [16, 21].

Выводы

Результаты численного исследования турбулентной естественной конвекции между вертикальными параллельными изотермическими пластинами свидетельствуют о сильном влиянии температурного параметра R_T на структуру течения и тепловые характеристики. Показано, что в области его положительных значений ($R_T > 0$) для данной геометрии ($A = 10$) на обеих пластинах развиваются пограничные слои, не смыкающиеся между собой. При отрицательных температурных параметрах ($R_T < 0$), как только начинает формироваться опускающее встречное течение, профиль скорости вне пограничных слоев принимает линейный характер. При этом на входе в канал (для подъемного течения) и в верхней его части (для опускающего режима) наблюдается отрыв потока, оказывающий сильное влияние на течение и теплообмен.

Подробно исследовано поведение локальной и интегральной теплоотдачи на нагреваемой и охлаждаемой пластинах в зависимости от температурного параметра. Распределение локальной теплоотдачи отражает все особенности структуры сложного течения между параллельными пластинами. Для $R_T > 0$ теплоотдача на горячей стенке практически не зависит от изменения тепловых условий на противоположной охлаждаемой поверхности. При сильном охлаждении стенки ($R_T < 0$) тепловой поток на ней меняет направление, а на горячей стенке наблюдается интенсификация теплообмена. Расход газа через канал (число Re) имеет минимум в диапазоне $0 < R_T < -1$, когда имеет место конкуренция между восходящим и нисходящим потоками у нагретой и охлажденной стенок вертикального канала.

Условные обозначения

a — температуропроводность газа, $\text{м}^2/\text{с}$,	Ra — число Рейля,
A — отношение высоты канала к его ширине, L/w ,	Ra^* — модифицированное число Рейля,
$C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}, C_{\varepsilon 3}$ — эмпирические постоянные в модели турбулентности,	$2Ra \cdot (w/L) \cdot (1 + R_T)$,
C_μ — коэффициент пропорциональности,	R_T — температурный фактор,
g — ускорение свободного падения, $\text{м}/\text{с}^2$,	T — температура газа, K ,
Gr — число Грасгофа,	u, v — размерная скорость, $\text{м}/\text{с}$,
K — безразмерная кинетическая энергия турбулентности,	U, V — безразмерная скорость,
k — теплопроводность, $\text{Вт}/\text{мК}$,	V_m — безразмерная средняя скорость на входе,
L — высота канала, м ,	w — ширина канала, м ,
$M = Re/2Gr$ — безразмерный расход газа между пластинами,	X, Y — безразмерная система координат,
Nu — локальное число Нуссельта,	\dot{a} — коэффициент теплоотдачи, $\text{Вт}/\text{м}^2\text{K}$,
\overline{Nu} — среднее число Нуссельта по пластине,	β — коэффициент теплового расширения, K^{-1} ,
Nu_O — суммарное число Нуссельта по обеим пластинам,	μ_t^* — безразмерная турбулентная вязкость,
P — безразмерное давление,	ν — кинематическая вязкость, $\text{м}^2/\text{с}$,
	ρ — плотность газа, $\text{кг}/\text{м}^3$,
	E — безразмерная скорость диссипации,
	θ — безразмерная температура,
	$\sigma_k, \sigma_\varepsilon, \sigma_T$ — турбулентные числа Прандтля.

Подстрочные индексы

c, h — холодная и горячая стенка,	ref — характерное значение,
o — параметры окружающего газа,	t — турбулентный,
	O — суммарное значение для обеих стенок.

Список литературы

1. Elenbaas W. Heat dissipation of parallel plates by free convection // *Physica*. 1942. Vol. 9, No. 1. P. 1–28.
2. Бодойя Д.К., Остерл Д.Ф. Развитие естественной конвекции между нагретыми вертикальными пластинами // *Тр. Амер. об-ва инж.-мех. Сер.: Теплопередача*. 1962. № 1. С. 52–56.
3. Aung W., Fletcher L.S., Sernas V. Developing laminar free convection between vertical flat plates with asymmetric heating // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 1972. Vol. 15, No. 11. P. 2293–2308.
4. Стэрроу Е.М., Бахрами П.А. Экспериментальное исследование теплоотдачи свободной конвекцией от вертикальных параллельных пластин, разделенным открытым или закрытым сбоку промежутком // *Тр. Амер. об-ва инж.-мех. Сер.: Теплопередача*. 1980. № 2. С. 42–51.
5. Miyatake O., Fujii T. Free convection heat transfer between vertical parallel plates — one plate isothermally heated and the other thermally insulated // *Heat Transfer–Jap. Res.* 1972. Vol. 1. P. 30–38.
6. Kettleborough C.F. Transient laminar free convection between heated vertical plates including entrance effects // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 1972. Vol. 15, № 5. P. 883–896.
7. Tanda G. Experiments on natural convection from two staggered vertical plates // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 1995. Vol. 38, No. 3. P. 533–543.
8. Webb B.W., Hill D.P. High Rayleigh number laminar natural convection in an asymmetrical heated vertical channel // *ASME J. Heat Transfer*. 1989. Vol. 111, No. 3. P. 649–656.
9. Rohsenow W.M., Hartnett J.P., Cho Y.I. *Handbook of heat transfer*. N. Y.: McGraw-Hill, 1998. 1344 p.
10. Olsson C.-O. Prediction of Nusselt number and flow rate of buoyancy driven flow between vertical parallel plates // *ASME J. Heat Transfer*. 2004. Vol. 126, No. 1. P. 97–104.
11. Шеремет М.А. Математическое моделирование турбулентных режимов сопряженной термогравитационной конвекции в замкнутой области с локальным источником тепла // *Теплофизика и аэромеханика*. 2011. Т. 18, № 1. С. 117–131.
12. Fedorov A.G., Viskanta R. Turbulent natural convection heat transfer in an asymmetrically heated, vertical parallel-plate channel // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 1997. Vol. 40, No. 16. P. 3849–3860.

13. **Habib M.A., Said S.A.M., Ahmed S.A., Asghar A.** Velocity characteristics of turbulent natural convection in symmetrically and asymmetrically heated vertical channels // *Exp. Thermal and Fluid Sci.* 2002. Vol. 26. P. 77–87.
14. **Ayinde T.F., Said S.A.M., Habib M.A.** Experimental investigation of turbulent natural convection flow in a channel // *Heat and Mass Transfer.* 2006. Vol. 42, No. 3. P. 169–177.
15. **Yilmaz, T., Fraser S.M.** Turbulent natural convection in a vertical parallel — plate channel with asymmetric heating // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2007. Vol. 50, No. 13–14. P. 2612–2623.
16. **Ayinde T.F., Said S.A.M., Habib M.A.** Turbulent natural convection flow in a vertical channel with anti-symmetric heating // *Heat and Mass Transfer.* 2008. Vol. 44, No. 10. P. 1207–1216.
17. **Терехов В.И., Экаид А.Л.** Ламинарная свободная конвекция между вертикальными параллельными пластинами с различными температурами // *Теплофизика и аэромеханика.* 2012. Т. 19, № 4. С. 415–429.
18. **Lauder B.E., Spalding D.B.** The numerical computation of turbulent flow // *Comput. Meth. Appl. Mech. Eng.* 1974. Vol. 3. P. 269–289.
19. **Yang Z., Shih T.H.** New time scale based model for near wall turbulence // *AIAA J.* 1993. Vol. 31, No. 7. P. 1191–1198.
20. **Yan W.M., Lin T.F.** Heat transfer in buoyancy-driven channel flows with the simultaneous presence of laminar, transitional and turbulent flow regimes // *Warme- und Stoffubertragung.* 1989. Vol. 24, No. 2. P. 125–132.
21. **Dafa'Alla A.A., Betts P.L.** Experimental study of turbulent natural convection in a tall air cavity // *Exp. Heat Transfer.* 1996. Vol. 9. P. 165–194.

Статья поступила в редакцию 25 октября 2012 г.