

## ТУРБУЛЕНТНАЯ СВОБОДНАЯ КОНВЕКЦИЯ МЕЖДУ ВЕРТИКАЛЬНЫМИ ПАРАЛЛЕЛЬНЫМИ ПЛАСТИНАМИ С НЕСИММЕТРИЧНЫМ НАГРЕВОМ

В. И. Терехов<sup>1</sup>, А. В. Чичиндаев<sup>2</sup>, А. Л. Экаид<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск*

<sup>2</sup>*Новосибирский государственный технический университет, Россия*

### Резюме

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-ε 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.

### 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), охлаждение электронных компонентов, солнечные коллекторы 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 Elenbaas [1], Bodia и Osterle [2], Aung и др. [3], Sparrow и Bahrami [4], Miyatake и Fujii [5], Kettleborough [6], Tanda [7], Webb и Hill [8], Ramanathan и Kumar [9]. Обзор работ по этой проблеме представлен в работе Rohsenow и др. [10], а также в недавней работе Olsson [11]. Вышеупомянутые исследования касаются ламинарных потоков для различных геометрий и тепловых граничных условий.

Исследований турбулентной естественной конвекции между параллельными пластинами существенно меньше. Fedorov и Viskanta [12] разработали численную модель турбулентного течения и теплообмена в вертикальном плоском канале с одной нагреваемой и второй адиабатической стенками. Авторами была использована низкорейнольдсовая k-ε модель турбулентности в сочетании с решением тепловой задачи. В работе получены корреляционные соотношения для интегрального теплообмена и расхода газа через канал. Nabib и др. [13] предоставили экспериментальные данные о профилях скорости и визуализации течения для симметричного и несимметричного нагрева стенок. Результаты свидетельствуют о значительном влиянии граничных условий на поле течения. Ayinde и др. [14] изучали течение в канале с симметричным нагревом. В работе приведены профили средней скорости на трех различных высотах при различных удлинениях канала. Yilmaz и Fraser [15] экспериментально и численно исследовали турбулентную естественную конвекцию в вертикальных плоских каналах с асимметричным нагревом. Одна стенка поддерживалась при постоянной температуре, а противоположная, выполненная из прозрачного материала, была при не контролируемых тепловых условиях. Ayinde и др. [16] представили экспериментальные данные по естественной конвекции в асимметрично подогреваемом плоском вертикальном канале, полученные с помощью PIV системы. При этом одна стенка канала нагревается выше температуры окружающей среды, а противоположная наоборот охлаждается.

В работе авторов [17] проведено численное исследование ламинарной свободной конвекции между вертикальными параллельными пластинами с асимметричным подогревом. При этом температура горячей пластины была выше, а холодной, соответственно, ниже, чем температура окружающей среды. Температурный фактор изменялся в пределах  $R_T = (T_C - T_0) / (T_H - T_0) = -5$  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 были при постоянной и одинаковой температуре, превышающей температуру окружающей среды. Для асимметричных условий температуры пластин также не изменялись по высоте, но при этом они отличались друг от друга так, что температурный параметр изменялся в диапазоне  $R_T = -2$  до  $+1$ . Целью работы было изучения влияния параметра  $R_T$  на структуру потока, локальный и средний теплообмен в диапазоне 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 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  $Ra = 10^7 \div 10^9$ .

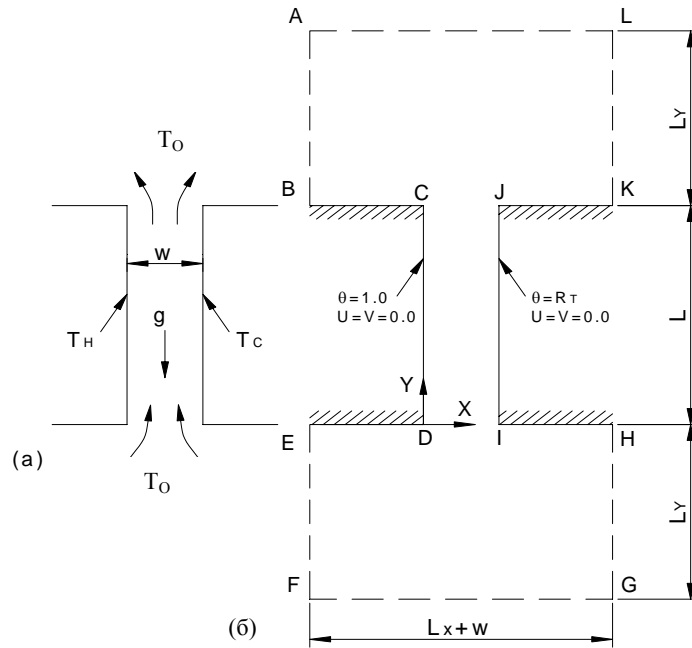


Рис. 1. Схема задачи: а) схема течения б) вычислительный домен.

Геометрия задачи представлена на рис. 1а, где показан асимметрично нагреваемый вертикальный канал с двумя параллельными пластинами при постоянной температуре  $T_H$ ,  $T_C$ , высота пластин  $L$ , а расстояние между ними  $w$ . Расчетная область на рис. 1б демонстрирует высоту  $L_y$  и ширину  $L_x$ , присоединенных ко входу и выходу прямоугольных областей. 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:

$$\frac{\partial \rho^*}{\partial \tau} + \frac{\partial(\rho^* U)}{\partial X} + \frac{\partial(\rho^* V)}{\partial Y} = 0 \quad (1)$$

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

$$\rho^* \frac{\partial V}{\partial \tau} + \rho^* U \frac{\partial V}{\partial X} + \rho^* V \frac{\partial V}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial Y} + \sqrt{\frac{Pr}{Ra}} \frac{\partial}{\partial Y} \left[ (\mu^* + \mu_i^*) \left( 2 \frac{\partial V}{\partial Y} \right) \right] + \sqrt{\frac{Pr}{Ra}} \frac{\partial}{\partial X} \left[ (\mu + \mu_i) \left( \frac{\partial U}{\partial Y} + \frac{\partial V}{\partial X} \right) \right] \quad (3)$$

Сохранение энергии:

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

В уравнениях (2), (3) и (4),  $\mu_t$  является турбулентной вязкостью, которая определяется по кинетической энергии турбулентности  $k$ , и скорости ее диссипации  $\varepsilon$  как:

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

Уравнение переноса кинетическая энергия турбулентности  $k$ :

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

Скорость диссипации турбулентной энергии  $\varepsilon$ :

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

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

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

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

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

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

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

$$f_\mu = \left[ 1 - \exp(-1.5 \times 10^{-4} R_y - 5.0 \times 10^{-7} R_y^3 - 1.0 \times 10^{-10} R_y^5) \right]^{1/2} \quad (11)$$

Величина  $R_y$  является локальным числом Рейнольдса и определяется как

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

Константы LRE к- $\varepsilon$  модели турбулентности

$C_\mu$	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	$C_{\varepsilon 3}$	$\sigma_K$	$\sigma_\varepsilon$	$\sigma_T$	$f_1$	$f_2$
0.09	1.44	1.92	$\tanh IV/UI$	1.0	1.3	0.9	1.0	1.0

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

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

$$\rho^* = \frac{\rho}{\rho_{ref}} ; \mu^* = \frac{\mu}{\mu_{ref}} ; \mu_t^* = \frac{\mu_t}{\mu_{ref}}$$

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

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

$$R_T = \frac{(T_C - T_o)}{(T_H - T_o)} \quad (14)$$

Характерным числом Рейнольдса потока на входе является:

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

где  $v_m$  - размерная средняя скорость на входе.

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

$$Nu_H = \frac{\partial\theta}{\partial X} \Big|_{X=0} ; Nu_C = \frac{\partial\theta}{\partial X} \Big|_{X=1} \quad (16)$$

Среднее число Нуссельта вдоль всей длины канала определяется как:

$$\overline{Nu}_H = \frac{1}{A} \int_0^A Nu_H dY ; \overline{Nu}_C = \frac{1}{A} \int_0^A Nu_C dY \quad (17)$$

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

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

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 1 и на рис. 1.

Таблица 1. Граничные условия

Граничные условия	U	V	$\theta$	K	$\varepsilon$
AB и LK	$\partial U / \partial X = 0.0$	V=0.0	$\partial \theta / \partial X = 0.0$	$\partial K / \partial X = 0.0$	$\partial \varepsilon / \partial X = 0.0$
EF и GH	$\partial U / \partial X = 0.0$	V=0.0	$\theta = 0.0$	$\partial K / \partial X = 0.0$	$\partial \varepsilon / \partial X = 0.0$
FG	U=0.0	$\partial V / \partial Y = 0.0$	$\theta = 0.0$	$\partial K / \partial Y = 0.0$	$\partial \varepsilon / \partial Y = 0.0$
AL	U=0.0	$\partial V / \partial Y = 0.0$	$\partial \theta / \partial Y = 0.0$	$\partial K / \partial Y = 0.0$	$\partial \varepsilon / \partial Y = 0.0$
CD	U=0.0	V=0.0	$\theta = 1.0$	K=0.0	$\varepsilon = 2\sqrt{Pr/Ra} \mu^* / \rho^* (\partial \sqrt{K} / \partial Y)^2$
И	U=0.0	V=0.0	$\theta = R_T$	K=0.0	
BC, DE, JK и HI	U=0.0	V=0.0	$\partial \theta / \partial Y = 0.0$	K=0.0	

## 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

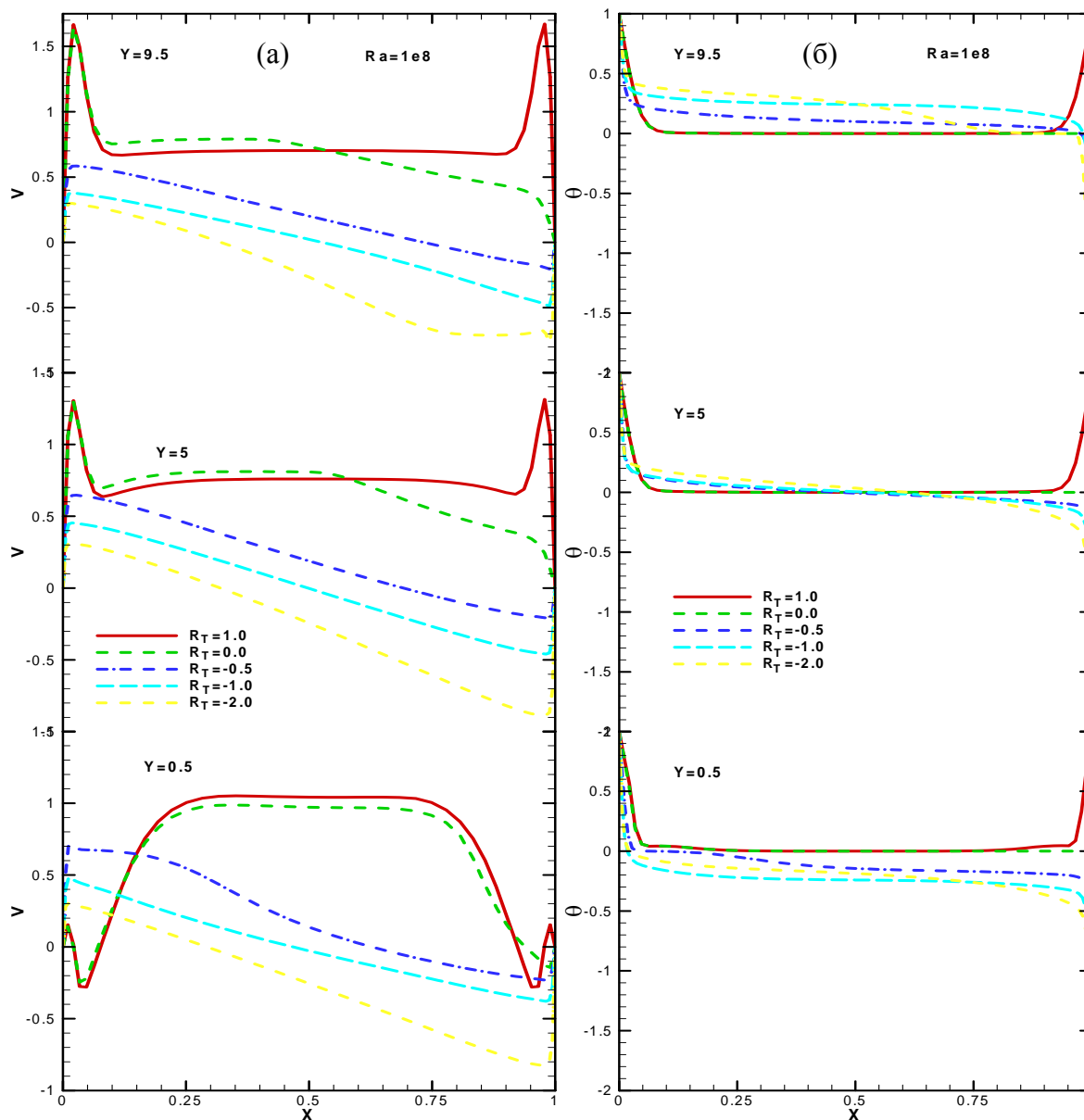


Рис. 2. Распределение продольной скорости (а) и температуры (б) между пластинами.

одинакового нагрева пластин ( $R_T = 1$ ) распределение скоростей и температур симметрично. Основное изменение параметров и особенно температурного 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 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 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, что и охлаждена другая ( $T_C - T_o = -(T_H - T_o)$  и  $R_T = -1$ ), профиль скорости становится линейным. Из рис. 2а видно, что распределение скорости газа в подъемном течении таково же, как и в опускном. Из этого следует ожидать, что интегральная теплоотдача на холодной и горячей стенках будет совпадать между собой по величине, а тепловые потоки, соответственно, противоположно направлены. Эти особенности антисимметричного нагрева подтверждаются экспериментально в работах [13-16].

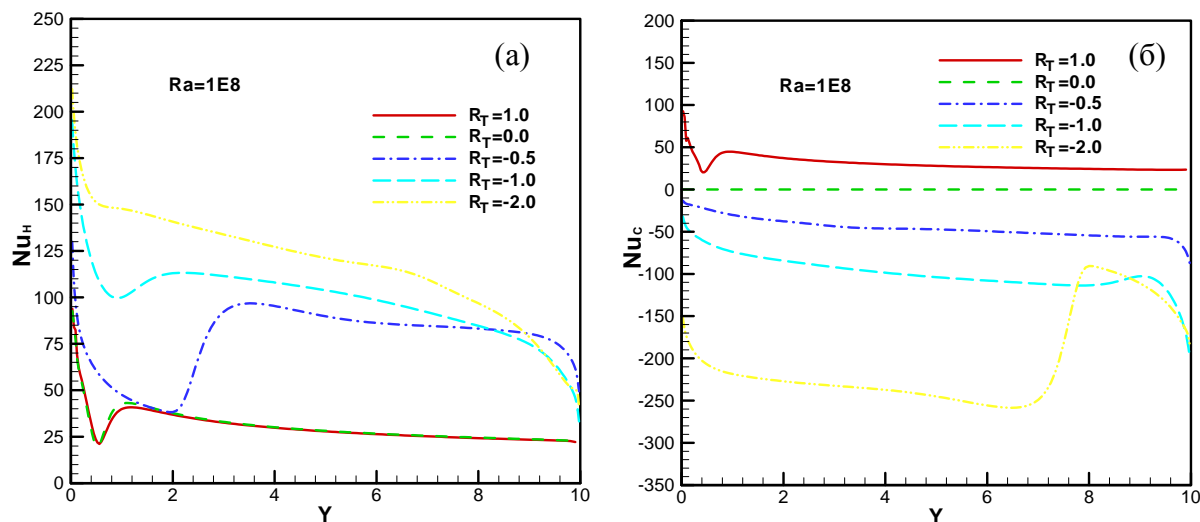


Рис. 3. Локальный теплообмен на горячей и холодной стенках при различных параметрах  $R_T$ .

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.3б) 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 Релея.

Поведение интегральной теплоотдачи на горячей и холодной стенках, определяемой по соотношению (17), в зависимости от температурного параметра и при различных числах Релея 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

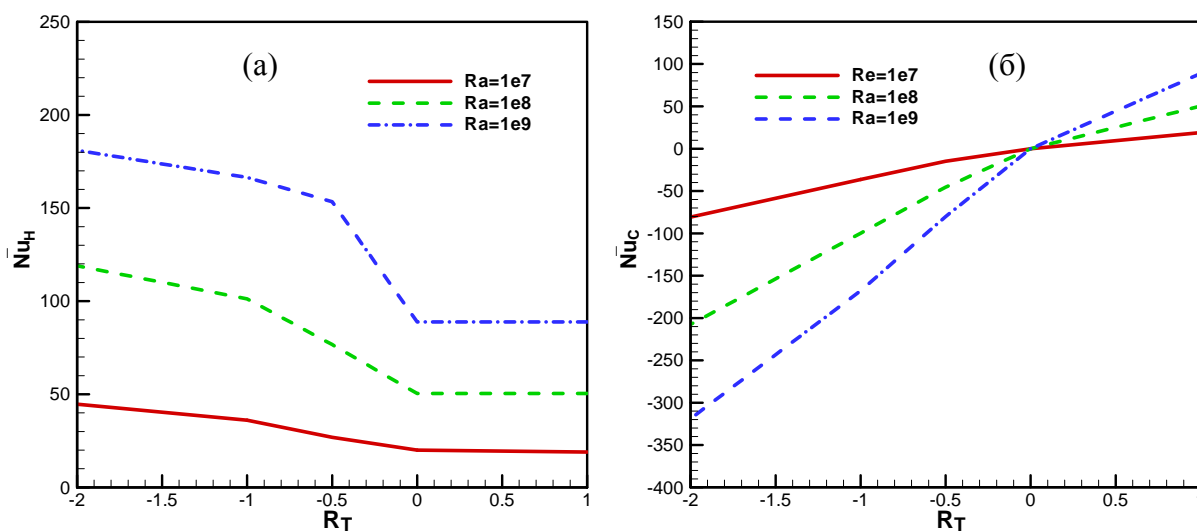


Рис. 4. Средний теплообмен по всей поверхности горячей (а) и холодной (б) пластин.

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.

Принципиально по-иному ведет себя интегральный теплообмен на холодной стенке. Такой вывод можно сделать из анализа рис. 4б. 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  $R_T < 0$  теплоотдача существенно возрастает.

Для инженерных приложений важное значение в рассматриваемой задаче с несимметричным нагревом (охлаждением) пластин имеют величина суммарного теплообмена через обе стенки, а также интегральный расход газа через прослойку. Эти данные представлены на рис. 5.



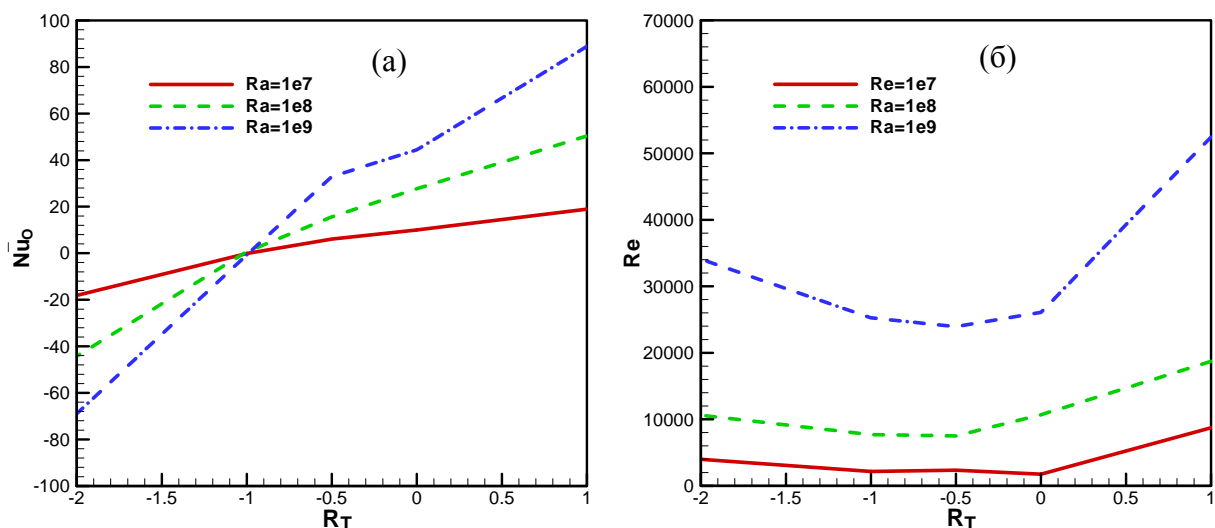


Рис. 5. Суммарный теплообмен и число Рейнольдса в вертикальном плоском канале.

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 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. 5б. Здесь число  $Re$  рассчитано по абсолютному значению среднемассовой скорости между пластинами, включающее в себя как подъемное, так и опускное 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 опускного течения в окрестности холодной стенки. Более детальный анализ вкладов подъемного и опускного потоков в интегральное число Рейнольдса можно проанализировать из их поведения в отдельности, что выходит за рамки данной работы и требует более детального изучения.

### 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. 6а в виде зависимости безразмерного числа Рейнольдса  $M = Re/2Gr$  от числа Релея. Здесь сравниваются экспериментальные данные [14], численные расчеты [21] 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.6а обобщающей опытные данные формулой  $M = 0.44 \cdot (Ra \cdot w/L)^{-0.54}$ .

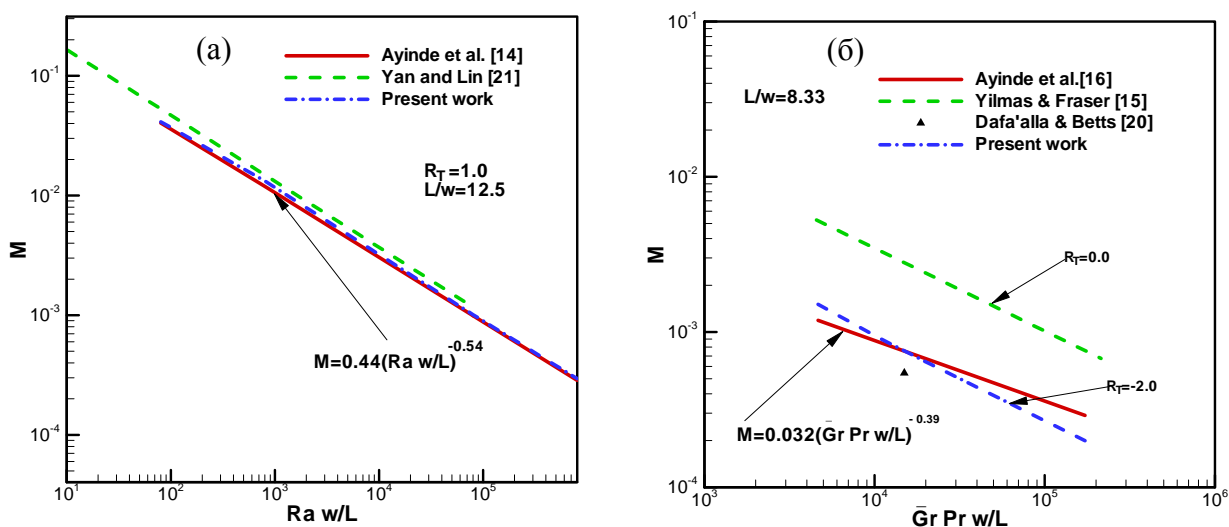


Рис.6. Сравнение опытных [14,16,20] и численных [15,21] данных по относительному расходу  $M$  между пластинами при симметричном (а) и несимметричном (б) нагревах

При несимметричном нагреве, как это следует из рис. 6б, расход газа через прослойку и, соответственно, параметр  $M$  снижается по мере уменьшения температурного фактора  $R_T$ . Такая тенденция по совместному влиянию подъемного и опускного течений на течение в канале в целом подробно обсуждалась при анализе данных рис. 5. При этом имеется качественное согласие численных расчетов настоящей работы с опытными данными [16, 20].

## 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 положительных  $R_T > 0$  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 опускное 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 опускного режима) наблюдается отрыв потока, оказывающий сильное влияние на течение и теплообмен.

В работе 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.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 10-08-00105).

### Условные обозначения

$a$  – температуропроводность газа,  $\text{м}^2/\text{с}$ ;  $A$  – отношение высоты канала к его ширине,  $L/w$ ;  $C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}, C_{\varepsilon 3}$  – эмпирические постоянные в модели турбулентности;  $C_\mu$  – коэффициент пропорциональности;  $g$  – ускорение свободного падения,  $\text{м}/\text{с}^2$ ;  $Gr$  – число Грасгофа;  $K$  – безразмерная кинетическая энергия турбулентности;  $k$  – теплопроводность,  $\text{Вт}/\text{мК}$ ;  $L$  – высота канала,  $\text{м}$ ;  $M = Re/2Gr$  – безразмерный расход газа между пластинами;  $Nu$  – локальное число Нуссельта;  $\overline{Nu}$  – среднее число Нуссельта по пластине;  $Nu_o$  – суммарное число Нуссельта по обеим пластинам;  $P$  – безразмерное давление;  $Ra$  – число Релея;  $Ra^*$  – модифицированное число Релея,  $2Ra \cdot (w/L) \cdot (1 + R_T)$ ;  $R_T$  – температурный фактор;  $T$  – температура газа,  $\text{К}$ ;  $U, V$  – безразмерная скорость;  $Vm$  – безразмерная средняя скорость на входе;  $w$  – ширина канала,  $\text{м}$ ;  $X, Y$  – безразмерная система координат;  $\alpha$  – коэффициент теплоотдачи,  $\text{Вт}/\text{м}^2\text{К}$ ;  $\beta$  – коэффициент теплового расширения,  $\text{К}^{-1}$ ;  $\mu_t^*$  – безразмерная турбулентная вязкость;  $\nu$  – кинематическая вязкость,  $\text{м}^2/\text{с}$ ;  $\rho$  – плотность газа,  $\text{кг}/\text{м}^3$ ;  $\varepsilon$  – безразмерная скорость диссипации;  $\theta$  – безразмерная температура;  $\sigma_k, \sigma_\varepsilon, \sigma_T$  – турбулентные числа Прандтля.

### Список литературы

- [1]. Elenbaas W. Heat dissipation of parallel plates by free convection // Physica. -1942.- IX/1. Pp. 228.
- [2]. Бодойя Д.К., Остерл Д.Ф. Развитие естественной конвекции между нагретыми вертикальными пластинами // Труды Америк. об-ва инж.- мех. Сер.: Теплопередача. -1962. -№1. – С.52-56.
- [3]. Aung W., Fletcher L.S. and Sernas V. Developing laminar free convection between vertical flat plates with asymmetric heating // Int. J. Heat Mass Transfer. – 1972. - Vol. 15. Pp. 2293 - 2308.
- [4]. Sparrow E.M. and Bahrami P.A. Experiment on Natural Convection from Vertical Parallel Plates with Either Open or Closed Edges // ASME J. Heat Transfer.- 1980. Vol. 102. pp. 221–227.
- [5]. Miyatake O., and Fujii T. Free convection heat transfer between vertical parallel plates-One plate isothermally heated and the other thermally insulated // Heat Transfer-Japan. 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. pp. 883–896.
- [7]. Tanda G. Experiments on natural convection from two staggered vertical plates // International Journal of Heat Mass Transfer. -1995. Vol. 38, No. 3. pp. 533-543.
- [8]. Webb B.W., and Hill D.P. High Rayleigh Number Laminar Natural Convection in an Asymmetrical Heated Vertical Channel // ASME J. Heat Transfer. -1989. Vol. 111. pp. 649–656.
- [9]. Ramanathan S. and Kumar R. Correlations for natural convection between heated vertical plates // ASME J. Heat Transfer. -1991. Vol. 113. Pp. 97–107.
- [10]. Rohsenow W.M., Hartnett J.P. and Cho Y.I. Handbook of Heat Transfer, McGraw-Hill, New York, 1998.
- [11]. 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. Pp. 97 - 104.
- [12]. Fedorov A.G. and Viskanta, R. Turbulent natural convection heat transfer in an asymmetrically heated, vertical parallel-plate channel // Int. Journal of Heat and Mass Transfer. - 1997. Vol. 40, No. 16. Pp. 3849-3860.

- [13]. Habib, M.A., Said, S.A.M., Ahmed, S.A. and Asghar, A. Velocity characteristics of turbulent natural convection in symmetrically and asymmetrically heated vertical channels // *Experimental Thermal and Fluid Science*. - 2002. Vol. 26, Pp. 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. Pp.169–177.
- [15]. Yilmaz, T. and Fraser, S. M. Turbulent Natural Convection in a Vertical Parallel - Plate Channel with Asymmetric Heating // *International Journal of Heat Mass Transfer*. 2007. Vol. 50. Pp. 2612–2623.
- [16]. Ayinde, T.F., Said, S.A.M., and Habib, M.A. Turbulent natural convection flow in a vertical channel with anti-symmetric heating // *Heat and Mass Transfer*. - 2008. Vol.44. Pp. 1207-1216.
- [17]. Терехов В.И., Экаид А.Л. Ламинарная свободная конвекция между вертикальными параллельными пластинами с различными температурами//*Теплофизика и Аэромеханика*.2012.- №3.
- [18]. Launder B.E. and Spalding D.B. The numerical computation of turbulent flow // *Comput. Meth. Appl. Mech. Eng.* - 1974. Vol.3. Pp. 269–289.
- [19]. Yang Z. and Shih T.H. New time scale based model for near wall turbulence // *Am Inst Aeronaut Astronaut J.* - 1993. Vol.31, No. 7. Pp. 1191– 1198.
- [20]. Dafa'Alla A.A. and Betts P.L. Experimental study of turbulent natural convection in a tall air cavity // *Exp. Heat Transfer*. - 1996. Vol. 9. Pp. 165– 194.
- [21]. Yan W.M. and Lin T.F. Heat transfer in buoyancy-driven channel flows with the simultaneous presence of laminar, transitional and turbulent flow regimes. *Warme- und Stoffubertragung //Thermo- and Fluid Dynamics*.- 1989. Vol. 24, No. 2. Pp.125–132.