

На правах рукописи

Аль Джанаби Али Л Экайд

**ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СВОБОДНОКОНВЕКТИВНОГО
ТЕПЛООБМЕНА В ОТКРЫТЫХ И ЗАМКНУТЫХ ПРОСЛОЙКАХ**

Специальность 01.04.14 – теплофизика и теоретическая теплотехника

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени
кандидата технических наук

Новосибирск, 2013

Работа выполнена в Государственном образовательном учреждении
высшего профессионального образования
Новосибирский государственный технический университет

Научный руководитель: доктор технических наук, профессор
Терехов Виктор Иванович

Официальные оппоненты: Бердников Владимир Степанович,
доктор физико-математических наук,
доцент, Институт теплофизики им. С.С.
Кутателадзе СО РАН, зав.
лабораторией свободно-конвективного
теплообмена

Попов Игорь Александрович,
доктор технических наук, профессор,
Казанский национальный
исследовательский технический
университет им. А.Н.Туполева,
профессор кафедры теоретических
основ теплотехники

Ведущая организация: Национальный исследовательский
Томский политехнический университет.

Защита диссертации состоится « 11 » октября 2013 года в 11⁰⁰ часов на
заседании диссертационного совета Д 212.173.02 при Новосибирском
государственном техническом университете по адресу: 630073, г.
Новосибирск, пр. К. Маркса, 20.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Новосибирского
государственного технического университета.

Автореферат разослан « 9 » сентября 2013 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета:
д.т.н., профессор

Чичиндаев Александр Васильевич

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Свободно-конвективное движение вызвано градиентом плотности в жидкости, поэтому оно является одним из самых экономичных и практичных методов охлаждения или обогрева теплообменных поверхностей и не требует использования дополнительного оборудования для нагнетания теплоносителей (насосы, вентиляторы и т.п.). Поэтому области применения свободно-конвективных течений чрезвычайно обширны. Наиболее важную нишу они занимают при охлаждении элементов электроники, в строительной теплофизике и энергетике. Результаты исследований данного класса задач изложены в большом числе экспериментальных и численных работ. Значительный вклад в решение этих проблем внесен отечественными исследователями [Полежаев В.И., Кутателадзе С.С., Кирдяшкин А.Г., Бердников В.С., Мартыненко О.Г., Берковский Б.М., Черкасов С.Г., Попов И.А. и др.]. Отметим ряд классических работ, выполненных зарубежными учеными [Davis G.V., Viskanta R., Oosthuizen P.H., Бар-Коэн А., Raithby G.D. и Holland K.G. и др.]. Активное развитие в последние года получили численные методы исследования свободной конвекции и теплообмена для широкого класса задач, в том числе замкнутых 2-D и 3-D прослоек различной геометрии и при вариации тепловых граничных условий. Однако многие проблемы ламинарной и турбулентной конвекции в поле силы тяжести не решены в полном объеме. Это объясняется многофакторностью процессов переноса, а также очень сложной картиной формирования конвективных потоков и особенно для развития течения в трехмерных объемах, а также в полостях с открытыми границами и заранее неизвестными условиями на этих границах.

Таким образом, поставленная в работе проблема является актуальной и она отвечает приоритетному направлению развития науки, технологий и техники РФ: «Энергоэффективность, энергосбережение и ядерная энергетика».

Цель диссертационной работы:

- Численное исследование ламинарной и турбулентной свободной конвекции между вертикальными параллельными пластинами с симметричным и несимметричным нагревом и охлаждением пластин. При этом температура горячей и холодной пластин изменяется в широких пределах, а температурный фактор находится в диапазоне $R_T = -5 \div 1$.
- Численное изучение ламинарной и турбулентной свободной конвекции в трехмерных объемах с неизменным поперечным сечением квадратной формы и вариации его длины в трансверсальном направлении в диапазоне геометрий от узкой замкнутой щели до протяженного параллелепипеда $A_X = L/H = 0.1 \div 5$.
- Исследование характеристик локального и интегрального теплообмена при наличии в замкнутой полости перегородок, с шахматным расположением брусков различной геометрии и теплопроводности.
- Изучение влияния различных моделей эффективной теплопроводности и динамической вязкости наножидкости (вода и частицы Al_2O_3) на характеристики теплопередачи для естественной конвекции внутри куба.

Научная новизна работы:

1. Численно изучено ламинарное и турбулентное свободно-конвективное течение и теплообмен между вертикальными параллельными пластинами с несимметричным нагревом и охлаждением пластин в широком диапазоне изменения температурного фактора $R_T = -5 \div 1$. Впервые показано, что при возникновении опускного течения вдоль охлаждаемой стенки происходит коренная перестройка течения, приводящая к реверсу теплового потока и интенсификации теплообмена.

2. Впервые изучено влияние коэффициента расширения A_x на интенсивность теплоотдачи при ламинарном и турбулентном режимах течения в трехмерных объемах с неизменным поперечным сечением квадратной формы и вариации его длины в трансверсальном направлении в диапазоне геометрий от узкой замкнутой щели до протяженного параллелепипеда $A_x = L/H = 0.1 \div 5$.

3. Установлены пределы изменения локальной и интегральной теплоотдачи в квадратной полости при наличии в ней перегородок, расположенных на верхней и нижней стенках. Показано влияние геометрии перегородок, теплопроводности материала и числа Релея на возможность управления теплообменом.

4. Изучено влияние различных моделей эффективной теплопроводности и вязкости наножидкости на интегральный теплообмен в кубе с двумя дифференциально обогреваемыми стенками. Получены новые данные об адекватности существующих моделей и возможности их использования в инженерных расчетах с использованием гомогенного приближения.

Практическая значимость.

Важность изучения естественной конвекции в вертикальных каналах и замкнутых полостях обусловлена большим числом инженерных приложений, например, при охлаждении электрического и электронного оборудования, в ядерных реакторах, в системах вентиляции домов, солнечных коллекторах и стеклопакетах, а также во многих энергетических аппаратах. Подобные пассивные системы весьма эффективны с точки зрения надежности, простоты конструкции и низкой стоимости. В промышленных применениях использование отвода тепла посредством естественной конвекции может способствовать дальнейшему решению проблем экологии, энергосбережения и пожаробезопасности. Установленные закономерности позволяют решить ряд таких прикладных задач.

Исследование свойств наножидкостей и их влияние на интенсивность теплообмена носит в настоящее время поисковый характер. Использование в качестве теплоносителей наножидкостей может стать основой для совершенствования характеристик и управления теплообменом. Поэтому данная часть работы также является практически важной.

Несомненную ценность представляют и разработанные компьютерные коды, алгоритмы численного исследования и программы, зарекомендовавшие себя как надёжный метод изучения данной задачи, в большей части, заменяющий дорогостоящие опытные исследования.

Личный вклад автора.

Работа выполнена под научным руководством д.т.н. Терехова В.И. Ему принадлежит постановка задачи, анализ и обсуждение результатов. Д.т.н. Чичиндаев А.В. принимал участие в обсуждении некоторых результатов исследований. Основная часть работы автором выполнена самостоятельно. Им созданы компьютерные коды, проведено тестирование, численные расчеты, обработка результатов и подготовка материалов к публикации. Все результаты, имеющие научную новизну и выносимые на защиту, получены автором лично.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Результаты комплексного численного исследования ламинарного и турбулентного свободно-конвективного теплообмена между вертикальными параллельными пластинами с несимметричным нагревом и охлаждением его стенок в широком диапазоне изменения температурного фактора.

2. Данные систематического численного исследования ламинарного и турбулентного свободно-конвективного течения в трехмерной замкнутой прослойке с двумя боковыми дифференциально обогреваемыми стенками. Изучалось влияние размаха прослойки ($A_x = L/H = 0.1 \div 5$) на структуру течения и теплоперенос и особенности теплообмена по сравнению с двумерной квадратной полостью.

3. Разработанная численная модель расчета свободно-конвективного ламинарного течения и теплопереноса в квадратной двумерной полости с обогреваемым дном и охлаждаемым потолком при наличии в полости перегородок. Получены результаты по влиянию высоты перегородок, теплопроводности материала и числа Релея при изменении их в широких пределах.

4. Результаты численного исследования влияния различных моделей эффективной теплопроводности и динамической вязкости наножидкости на свободно-конвективный теплообмен внутри куба.

Степень достоверности полученных результатов. Все основные положения и выводы, сформулированные в диссертации, обеспечиваются корректностью постановок задач, использованием апробированных вычислительных алгоритмов и расчетных схем, а также сравнением результатов численного анализа с имеющимися экспериментальными данными.

Апробация работы. Основные положения и результаты диссертации докладывались и обсуждались на 5-ой Российской национальной конференции по теплообмену (Москва, 2010); XXIX Сибирском теплофизическом семинаре (Новосибирск, 2010); VII Всероссийского семинара ВУЗов по теплофизике и энергетике (Кемерово, 2011); XIV Минском международном форуме по тепло- и массообмену (Минск, 2012); 7th Int. Conf. Comp. Heat Mass Transfer (Istanbul, Turkey, 2011); 6th Baltic Heat Transfer Conference (6thBHTC), (Tampere, Finland, 2011); 5th Int. Symp. Advances in Comp. Heat Transfer (ICHMT), (Bath, England, 2012); на 7th Int. Symp. Turbulence, Heat and Mass Transfer (Parma, Italia, 2012).

Публикации. По результатам исследований опубликовано 12 печатных работ, в том числе 5 научных статей - в изданиях, входящих в перечень ведущих рецензируемых научных журналов, в которых должны быть

опубликованы основные научные результаты диссертации на соискание ученой степени кандидата наук, 7 работ, опубликованных в сборниках международных и всероссийских конференций.

Структура и объём работы. Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения и приложения. Работа содержит 184 страниц основного текста, 87 рисунков, 7 таблиц. Список использованных источников содержит 163 наименования.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность решения поставленной проблемы, сформулированы цель и задачи работы, показана научная новизна и практическая значимость результатов исследования, приведены основные положения диссертации.

В первой главе проведён критический анализ научной литературы, посвященной методам экспериментального и численного исследования свободной конвекции между вертикальными пластинами и в замкнутых двумерных и трехмерных полостях. По представленным в обзоре данным, сделан вывод, что естественной конвекции в вертикальном канале и в замкнутых полостях уделялось значительное внимание. Отмечены недостаточно полно проработанные задачи, требующие дальнейшего изучения характеристик теплопередачи для такого рода геометрий. На основании анализа определены направления исследований и дается постановка задач.

Математическая модель.

Система уравнения неразрывности и сохранения импульсов в безразмерной форме в случае трехмерной свободной конвекции имеют вид:

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

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

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

$$\rho^* \frac{\partial W}{\partial \tau} + \rho^* U \frac{\partial W}{\partial X} + \rho^* V \frac{\partial W}{\partial Y} + \rho^* W \frac{\partial W}{\partial Z} = -\frac{\partial P}{\partial Z} + \sqrt{\frac{Pr}{Ra}} \frac{\partial}{\partial X} \left[(\mu^* + \mu_t^*) \left(\frac{\partial W}{\partial X} + \frac{\partial U}{\partial Z} \right) \right] + \sqrt{\frac{Pr}{Ra}} \frac{\partial}{\partial Y} \left[(\mu^* + \mu_t^*) \left(\frac{\partial W}{\partial Y} + \frac{\partial V}{\partial Z} \right) \right] + \sqrt{\frac{Pr}{Ra}} \frac{\partial}{\partial Z} \left[(\mu^* + \mu_t^*) \left(2 \frac{\partial W}{\partial Z} \right) \right] \quad (4)$$

Уравнение сохранения энергии:

$$\rho^* \frac{\partial \theta}{\partial \tau} + \rho^* U \frac{\partial \theta}{\partial X} + \rho^* V \frac{\partial \theta}{\partial Y} + \rho^* W \frac{\partial \theta}{\partial Z} = \frac{1}{\sqrt{Pr Ra}} \frac{\partial}{\partial X} \left[\left(\mu^* + \frac{\mu_t^* Pr}{\sigma_T} \right) \left(\frac{\partial \theta}{\partial X} \right) \right] + \frac{1}{\sqrt{Pr Ra}} \frac{\partial}{\partial Y} \left[\left(\mu^* + \frac{\mu_t^* Pr}{\sigma_T} \right) \left(\frac{\partial \theta}{\partial Y} \right) \right] + \frac{1}{\sqrt{Pr Ra}} \frac{\partial}{\partial Z} \left[\left(\mu^* + \frac{\mu_t^* Pr}{\sigma_T} \right) \left(\frac{\partial \theta}{\partial Z} \right) \right] \quad (5)$$

В уравнениях (2...5), μ и μ_t являются молекулярной и турбулентной вязкостью. Величина μ_t определяется по кинетической энергии турбулентности K , и скорости ее диссипации ε как:

$$\mu_t^* = \sqrt{\frac{Ra}{Pr}} \rho^* C_\mu f_\mu \frac{K^2}{\varepsilon} \quad (6)$$

Уравнение переноса кинетической энергии турбулентности k :

$$\rho^* \frac{\partial K}{\partial \tau} + \rho^* U \frac{\partial K}{\partial X} + \rho^* V \frac{\partial K}{\partial Y} + \rho^* W \frac{\partial K}{\partial Z} = \sqrt{\frac{Pr}{Ra}} \frac{\partial}{\partial X} \left[\left(\mu^* + \frac{\mu_t^*}{\sigma_k} \right) \left(\frac{\partial K}{\partial X} \right) \right] + \sqrt{\frac{Pr}{Ra}} \frac{\partial}{\partial Y} \left[\left(\mu^* + \frac{\mu_t^*}{\sigma_k} \right) \left(\frac{\partial K}{\partial Y} \right) \right] + \sqrt{\frac{Pr}{Ra}} \frac{\partial}{\partial Z} \left[\left(\mu^* + \frac{\mu_t^*}{\sigma_k} \right) \left(\frac{\partial K}{\partial Z} \right) \right] + P_K + G_K - \rho^* \varepsilon \quad (7)$$

Скорость диссипации турбулентной энергии ε :

$$\rho^* \frac{\partial \varepsilon}{\partial \tau} + \rho^* U \frac{\partial \varepsilon}{\partial X} + \rho^* V \frac{\partial \varepsilon}{\partial Y} + \rho^* W \frac{\partial \varepsilon}{\partial Z} = \sqrt{\frac{Pr}{Ra}} \frac{\partial}{\partial X} \left[\left(\mu^* + \frac{\mu_t^*}{\sigma_\varepsilon} \right) \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial X} \right) \right] + \sqrt{\frac{Pr}{Ra}} \frac{\partial}{\partial Y} \left[\left(\mu^* + \frac{\mu_t^*}{\sigma_\varepsilon} \right) \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial Y} \right) \right] + \sqrt{\frac{Pr}{Ra}} \frac{\partial}{\partial Z} \left[\left(\mu^* + \frac{\mu_t^*}{\sigma_\varepsilon} \right) \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial Z} \right) \right] + (C_{\varepsilon 1} f_1 (P_K + C_{\varepsilon 3} G_K) - \rho^* C_{\varepsilon 2} f_2 \varepsilon) \frac{\varepsilon}{K} + E \quad (8)$$

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

$$P_K = \mu_t^* \sqrt{\frac{Pr}{Ra}} \left(2 \left(\frac{\partial U}{\partial X} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial V}{\partial Y} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial W}{\partial Z} \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial Y} + \frac{\partial V}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial Z} + \frac{\partial W}{\partial Y} \right)^2 + \left(\frac{\partial W}{\partial X} + \frac{\partial U}{\partial Z} \right)^2 \right) \quad (9)$$

$$G_K = \frac{1}{\sqrt{Pr Ra}} \frac{\mu_t^* \partial \theta}{\sigma_T \partial y} \quad (10)$$

Величины f_1 и f_2 в уравнении (8) являются функциями демпфирования. Кроме того, здесь имеется дополнительный член E для расчёта поведения диссипации в окрестности стенки.

$$E = \frac{\mu^* \mu_t^* Pr}{\rho^* Ra} \left[\left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 U}{\partial Z^2} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 V}{\partial Z^2} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 W}{\partial X^2} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 W}{\partial Y^2} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 W}{\partial Z^2} \right)^2 + 2 \left[\left(\frac{\partial^2 U}{\partial X \partial Y} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X \partial Z} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 U}{\partial Y \partial Z} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X \partial Y} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X \partial Z} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 V}{\partial Y \partial Z} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 W}{\partial X \partial Y} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 W}{\partial X \partial Z} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 W}{\partial Y \partial Z} \right)^2 \right] \quad (11)$$

В отличие от стандартной, разработанная модель, позволяет проводить вычисления вплоть до стенки. Применяемые для демпфирования функция f_μ , f_1 и f_2 выражаются по аналогии с [Yang, Shih] следующим образом:

$$f_\mu = \left(1 + \frac{C_K}{\sqrt{Re_T}} \right) \left[1 - \exp(-3.0 \times 10^{-4} R_y - 6.0 \times 10^{-5} R_y^3 - 2.0 \times 10^{-6} R_y^5) \right]^{1/2} \quad (12)$$

$$f_1 = f_2 = 1 / (1 + C_K / \sqrt{Re_T}) \quad (13)$$

Величины R_y и Re_T являются локальными числами Рейнольдса и определяются как:

$$R_y = y_{min} \sqrt{\frac{Ra}{Pr}} \frac{\rho^* \sqrt{K}}{\mu^*} \quad ; \quad Re_T = \sqrt{\frac{Ra}{Pr}} \rho^* \frac{K^2}{\varepsilon} \quad (14)$$

Система уравнений (1...14) решалась в безразмерном виде с использованием следующих переменных:

$$\begin{aligned}
 X, Y, Z &= \frac{x, y, z}{H} ; U, V, W = \frac{u, v, w}{u_{ref}} ; P = \frac{p}{\rho_{ref} u_{ref}^2} ; \theta = \frac{T - T_C}{T_H - T_C} ; K = \frac{k}{\mu_{ref} u_{ref}} \\
 ; \varepsilon &= \frac{\varepsilon H}{u_{ref}^3} ; \tau = \frac{t H}{u_{ref}} ; \rho^* = \frac{\rho}{\rho_{ref}} ; \mu^* = \frac{\mu}{\mu_{ref}} ; \mu_t^* = \frac{\mu_t}{\mu_{ref}} \\
 u_{ref} &= \sqrt{g \beta (T_H - T_C) H} ; Ra = \frac{\rho^2 g \beta (T_H - T_C) H^3 Pr}{\mu^2} ; Pr = \frac{\nu}{\alpha} ; A = \frac{L}{H}
 \end{aligned}
 \tag{15}$$

Подобная модель использовалась также и для решения трехмерных задач. Для дискретизации определяющих уравнений используется метод конечных объемов. Система алгебраических уравнений решается методом прогонки неявно по линейной схеме исключения Гаусса. Для аппроксимации конвективных членов в уравнениях движения и энергии использовалась противопоточная схема. Была разработана компьютерная программа для получения численных результатов с использованием сопряжения давления-скорости (алгоритм SIMPLE). Благодаря этому жесткому сопряжению и нелинейности уравнений для обеспечения сходимости требуется процедура релаксации. Релаксационные множители используются для компонентов скорости, температуры, давления, кинетическая энергия турбулентности и скорость диссипации, которые составляют, соответственно, 0.3, 0.5, 0.5, 0.7 и 0.7.

Во второй главе представлены результаты численного расчета ламинарной и турбулентной естественной конвекции в несимметрично нагреваемых или охлаждаемых вертикальных параллельных пластинах при вариации тепловых граничных условий на стенках.

Температурный параметр, характеризующий отношение температурных напоров между стенками и окружающей средой (см. рис. 1) можно записать в виде:

$$R_T = \frac{T_C - T_o}{T_H - T_o} \tag{16}$$

где T_C , T_H и T_o - температуры холодной, горячей пластин и окружающей газа.

При равенстве температур пластин $T_C = T_H$ параметр $R_T = 1$ (симметричный нагрев). Если температура холодной стенки становится равной окружающей среде $T_C = T_o$, то температурный параметр

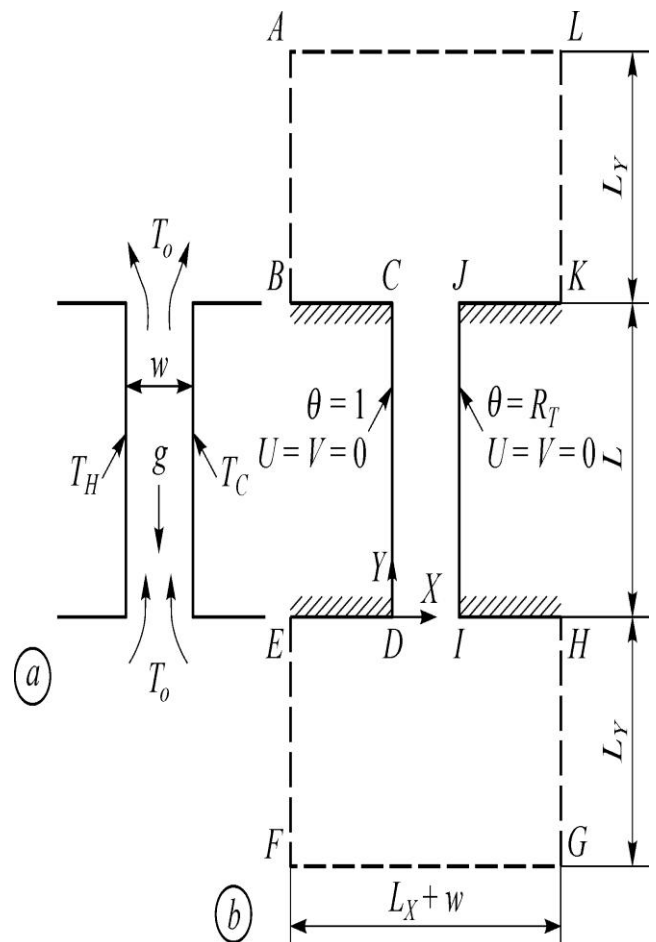


Рис. 1. Схема задачи: а) схема течения б) вычислительный домен.

становится равным нулю $R_T = 0$. Такой режим может реализоваться в случае, когда одна из пластин является адиабатической, либо ее температура искусственно поддерживается такой же, как и окружающий газ. Тогда вдоль этой поверхности подъемное (или опускное) течение газа отсутствует и конвективное движение среды создает только горячая пластина.

Если разница температур между холодной поверхностью и газом равна разности горячей и газа с обратным знаком $(T_C - T_o) = - (T_H - T_o)$ и $R_T = -1$ имеет место режим антисимметричного нагрева. Гравитационные подъемные силы становятся равными опускным и суммарный расход газа через прослойку равен нулю. При дальнейшем уменьшении температуры холодной пластины ($R_T < -1$) опускное течение начинает превалировать над подъемным, поэтому суммарный поток газа меняет направление и движется сверху вниз.

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 (рис. 1). 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 .

Визуализация течения (векторы скорости) между пластинами и в окрестности входа и выхода для числа Рэлея $Ra = 10^4$ и несимметричном нагреве ($R_T = 1.0, -0.5, -1.0$ и -2.0) демонстрируются на рис. 2. Видно, что нагрев или охлаждение пластин вызывает конвективные потоки вверх и вниз вдоль горячей и холодной пластин, соответственно. От входа в канал течение ускоряется, двигаясь вверх вдоль горячей стенки и вниз вдоль холодной, но замедляется с приближением к выходу. При этом в промежутке между пластинами формируется циркуляционный обмен между горячим и холодным потоками так, что часть холодного или горячего газа не покидает области между пластинами и течение по своим свойствам приближается к случаю замкнутой прослойки. Важно также отметить, что по мере снижения температуры холодной стенки (рис. 2 г) входящие и выходящие потоки в нижней

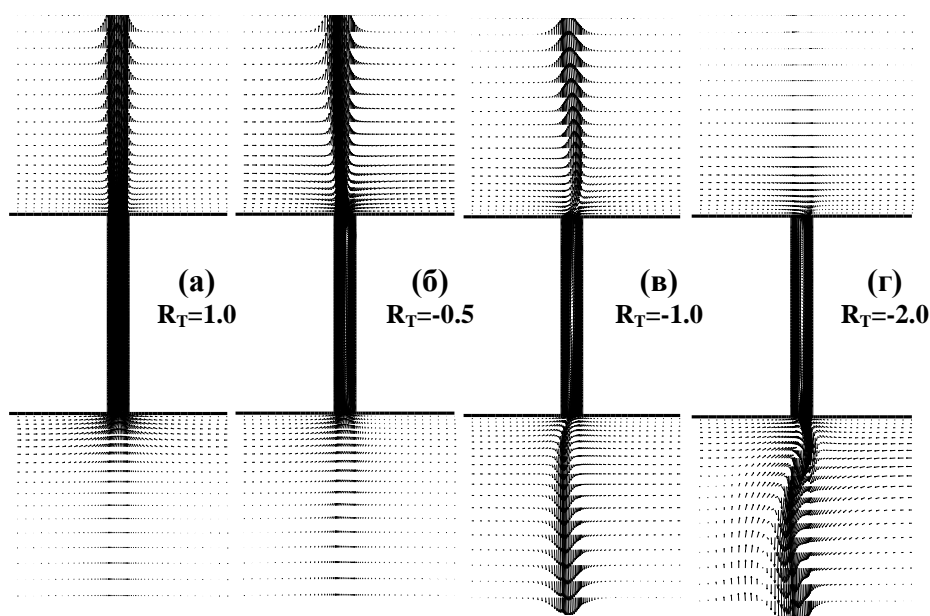


Рис. 2. Поле скоростей между пластинами и в присоединенных объемах при $R_T = 1.0$ (а), -0.5 (б), -1.0 (в) и -2 (г). Число $Ra = 10^4$.

присоединенной области теряют устойчивость и течение становится несимметричным.

Изменение числа Рейнольдса, рассчитанное по средней скорости между пластинами, показано на рис. 3. Видно, что при асимметричных условиях ($R_T = -1.0$), расход восходящего потока равен нисходящему и число $Re = 0$. При этом усредненное по высоте пластин число Нуссельта не равно нулю. Действительно, судя по данным рис. 4, в этом режиме тепловой поток через газовую прослойку передается от горячей стенки к холодной, а встречные потоки являются симметричными.

Абсолютные значения теплового потока на горячей (рис. 4а) и холодной (рис. 4б) пластинах возрастают по мере снижения температуры холодной стенки. Причем наиболее интенсивный рост тепловых потоков наблюдается на холодной стенке и обусловлен он увеличением градиентов температуры за счет ее охлаждения. На горячей же стенке интенсификация теплообмена вызвана в основном эффектом захлаживания газового потока.

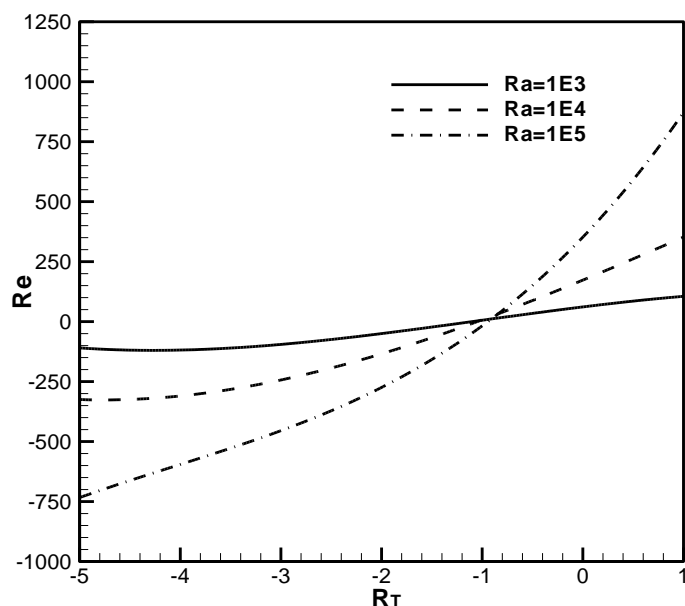


Рис. 3. Изменение числа Рейнольдса от температурного фактора.

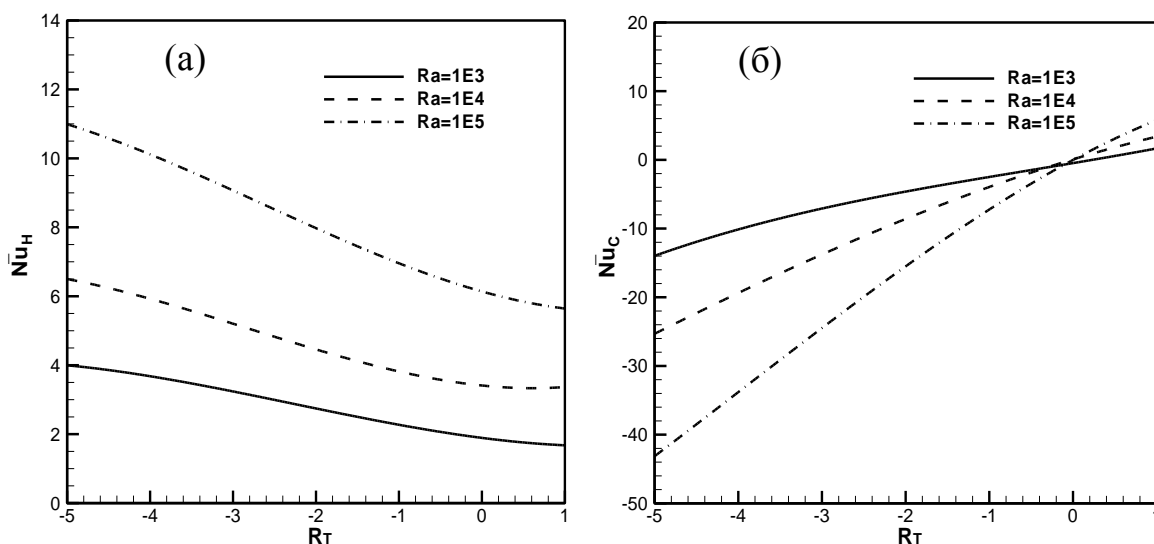


Рис. 4. Изменение среднего числа Нуссельта на горячей (а) и холодной (б) стенках в зависимости от температурного фактора.

На холодной стенке по мере снижения R_T тепловой поток меняет направление. Этот режим достигается примерно при $R_T = 0.0$ (рис. 4б), когда температуры окружающей среды и стенки становятся равными между собой. В то же время интегральный теплообмен через обе пластины равен нулю при $R_T = -1.0$, когда поступающая к газу теплота от горячей стенки полностью передается холодной. Об этом свидетельствуют данные рис. 5, из которого

следует, что режим инверсии суммарного теплового потока достигается при $R_T = -1.0$. При его увеличении ($R_T > -1.0$), тепловой поток передается от пластин к газу ($Nu_o > 0$), а при снижении температуры холодной стенки ($R_T < -1.0$) поток теплоты, наоборот, направлен от газа к пластинам.

Описаны режимы инверсии, когда расход нисходящего течения на холодной стенке равен расходу газа в окрестности горячей стенки, вызванному силами плавучести. Детально анализируется структура полей осевой скорости и температур между пластинами. При этом дается объяснение сложному явлению взаимодействия встречных течений. В областях, примыкающих к входу и выходу из канала наблюдаются локальные отрывы потока и его ускорение, что приводит к неравномерности распределения локальной теплоотдачи.

Рассмотрим результаты численного исследования турбулентной естественной конвекции в симметрично и асимметрично нагретых вертикальных каналах. Целью этого раздела работы было изучения влияния параметра R_T на структуру потока, локальный и средний теплообмен в диапазоне чисел Рэлея $Ra = 10^7 \div 10^9$.

Основное внимание в расчетных исследованиях было уделено изучению влияния параметра R_T на аэродинамику потока и теплообмен между пластинами. На рис. 6 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 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 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.

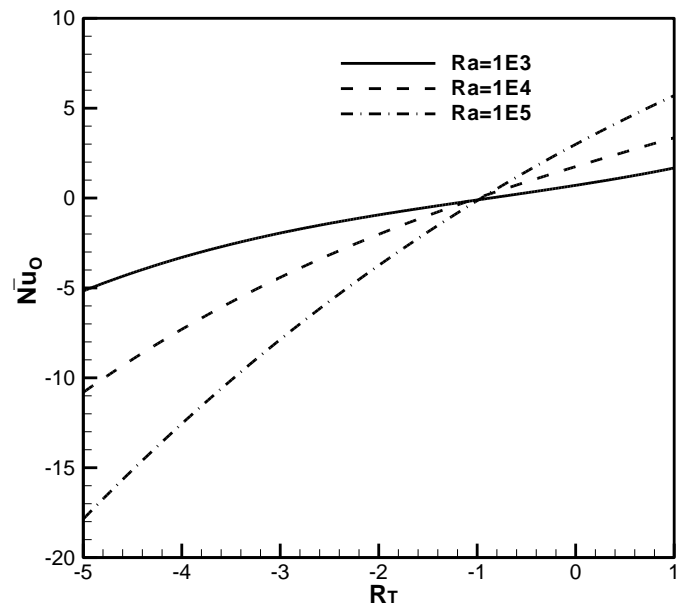


Рис. 5. Изменение интегрального числа Нуссельта.

При асимметричных тепловых условиях ($R_T = -1$), профиль скорости становится линейным. Из рис. 6а 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.

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 показаны на рис. 7.

Суммарный теплообмен (рис. 7а), складывающийся из теплового потока на горячей и холодной стенках в области от симметричного нагрева до

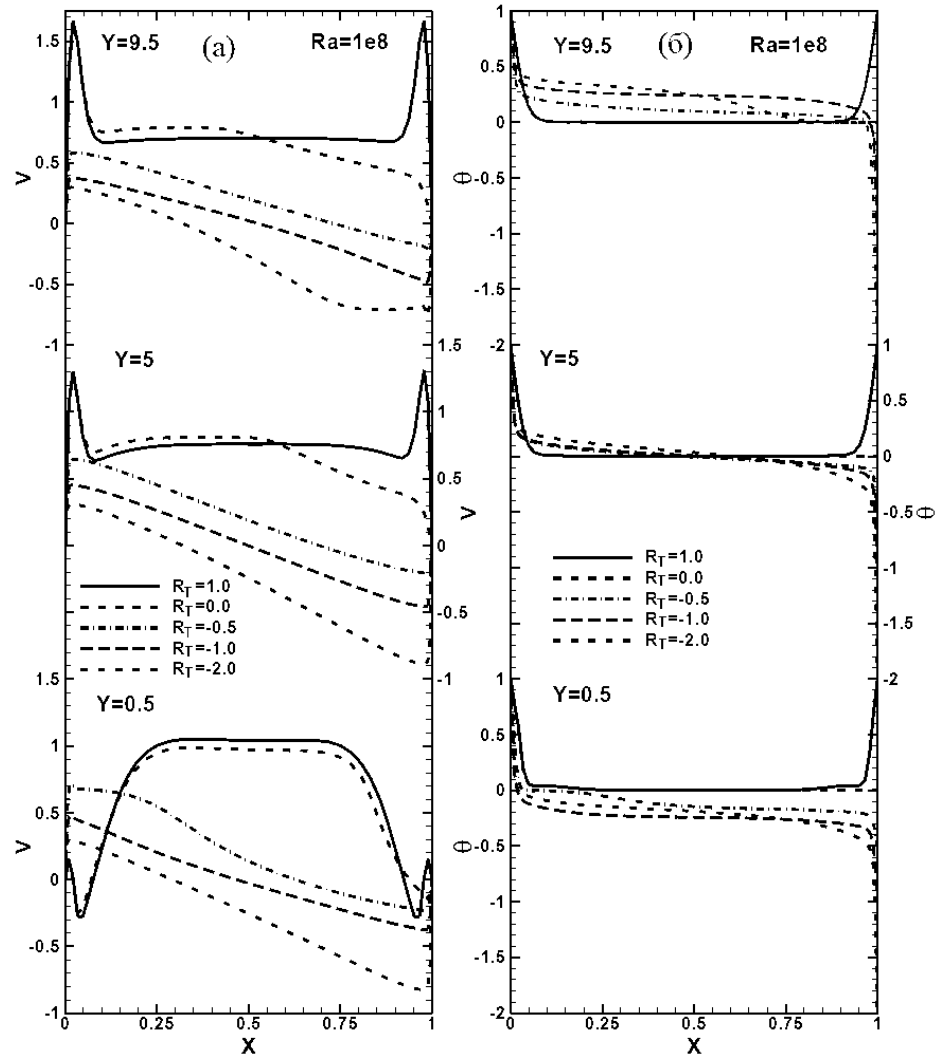


Рис. 6. Распределение продольной скорости (а) и температуры (б) между пластинами.

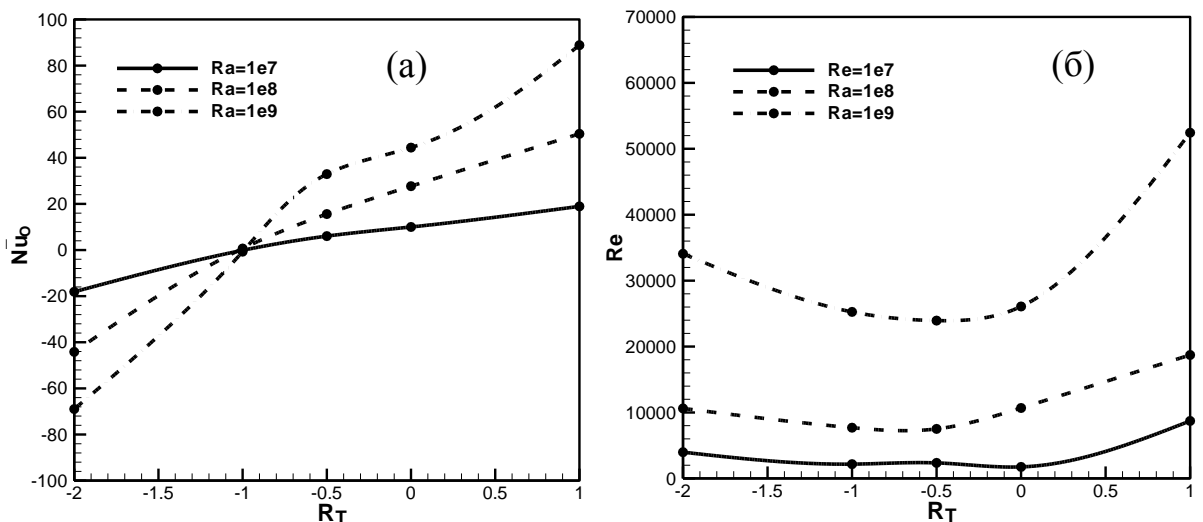


Рис. 7. Суммарный теплообмен и число Рейнольдса в вертикальном плоском канале.

асимметричных условий ($1 > R_T > -1$) направлен от стенок к газу. При асимметричном нагреве ($R_T = -1$), наблюдается режим инверсии теплового потока $Nu_0=0$. При дальнейшем понижении температуры холодной стенки теплообмен на ней начинает играть превалирующую роль так, что число Nu_0 становится отрицательным.

Влияние температурного параметра на число Рейнольдса между пластинами показано на рис. 7б. Здесь число Re рассчитано по абсолютному значению среднemasсовой 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.

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 $R_T > 0$ 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 третьей главе изучается теплообмен в 3-D прослойке с дифференциально обогреваемыми боковыми стенками при вариации соотношения сторон. Рассмотрена важная задача о влиянии степени расширения 3-D полости на характеристики локального и интегрального теплообмена. Поперечное сечение исследуемого параллелепипеда было неизменным и имело квадратную форму (рис. 8). Две боковые вертикальные стенки были изотермическими, а остальные - адиабатными. Горизонтальный размер параллелепипеда изменялся в широких пределах $A_x = L/H = 0.1 \div 5$. В предельном случае ($A_x \rightarrow 0$). Задача сводилась к расчету квадратной прослойки с дифференциально обогреваемыми стенками. Главной целью данного раздела является детальное изучение влияния параметра A_x на теплоперенос и

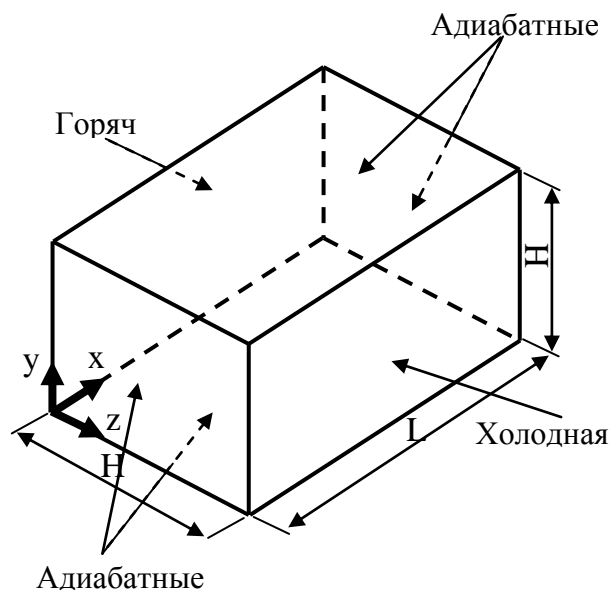


Рис. 8. Схема задачи и система.

определение границ применимости двухмерного подхода для описания теплообмена в трехмерном случае. Анализ проведен для ламинарного и турбулентного режимов течения при идентичных параметрах удлинения A_x .

Ламинарная свободная конвекция в параллелепипеде различной длины.

На рис. 9 показаны профили скорости V и W в поперечной плоскости $Y-Z$, пересекающей объем в срединном сечении $X/L=0.5$. Подъемное течение у нагретой стенки и опускное у холодной приводит к образованию в поперечном сечении вихря, вращающегося вокруг продольной оси X . Вихрь несимметричен относительно оси вращения, что приводит к образованию в объеме пространственных вторичных течений. Максимум скорости газа вдоль теплообменных поверхностей примерно в два раза больше, чем у адиабатных.

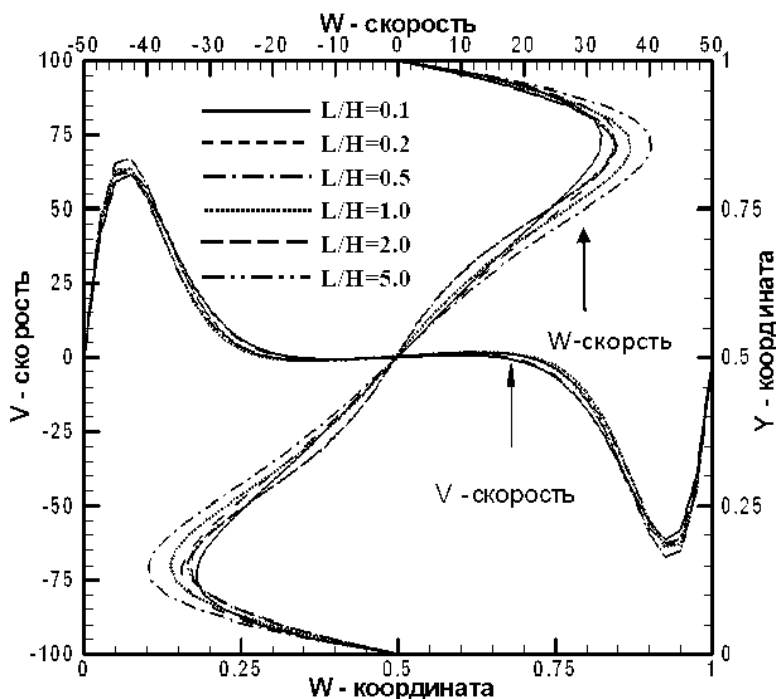


Рис. 9. Профили V и W компонент скорости в срединном сечении $X/L=0.5$ и $Ra=10^5$.

При этом и само распределение скоростей качественно различаются: V -компонента имеет плато в окрестности оси, в то время как W -компонента изменяется по закону квазитвердого вращения $W \sim 1/r$.

Влияние параметра расширения объема A_x на профили V и W -компонент скорости невелико. Незначительные отличия при вариации A_x в широких пределах, как это видно из рис. 9, имеют место для W компоненты. Минимальное значение скорости имеет место для самой короткой прослойки ($A_x = 0.1$), для $A_x = 0.5$ достигает максимума и далее с ростом параметра расширения вновь снижается.

Более наглядно структура вторичных потоков внутри объема показана на рис.10 в виде пространственных линий тока для $A_x=0.2, 0.5, 2.0$ и 4.0 рис. 10 а, б, в и г соответственно. Видно, что для узкой прослойки вторичное течение представляет собой практически два сомкнувшихся пограничных слоя на торцевых стенках. Для протяженных прослоек торцевые течения менее интенсивны, хотя их влияние простирается по всей длине параллелепипеда. По этой причине для более коротких объемов ($A_x = 0.1 \div 0.5$) влияние вторичных потоков на теплоперенос будет более существенным, чем в протяженных. Несмотря на относительно малые значения скорости в продольном направлении, не превышающие 5 % от Y и Z компонент, эти вторичные потоки вносят принципиальные изменения в аэродинамическую структуру и теплообмен.

Зависимость интегрального числа Нуссельта от параметра расширения L/H показана на рис. 11. Число \overline{Nu} определялось путем интегрирования локальных значений коэффициентов теплообмена по всей теплообменной поверхности. Как видно число \overline{Nu} зависит от толщины прослойки только в области малых значений параметра расширения $L/H \leq 1.0$. Для более протяженных прослоек \overline{Nu} не зависит от параметра L/H и практически совпадает с данными Davis для двумерной квадратной каверны, нанесенными на рис. 11 точками. Из этого можно сделать важный вывод о том, что для 3D прослоек при $L/H \geq 1$ интегральную теплоотдачу можно рассчитывать с использованием 2D приближения.

Турбулентная свободная конвекция в параллелепипеде различной длины.

Расчеты проведены в диапазоне чисел Рейля $Ra = 10^8 \div 10^{11}$. Характер поведения динамических и тепловых характеристик при турбулентной конвекции в целом сходен с ламинарным режимом течения. Зависимость интегрального числа Нуссельта от числа Рейля при различных удлинениях A_x представлена на рис. 12. При постепенном уменьшении длины параллелепипеда от максимального его значения $A_x = 5$ до минимального ($A_x = 0.1$) интегральное число Нуссельта снижается всего на $\sim 10\%$. При этом для протяженных параллелепипедов, начиная с кубической

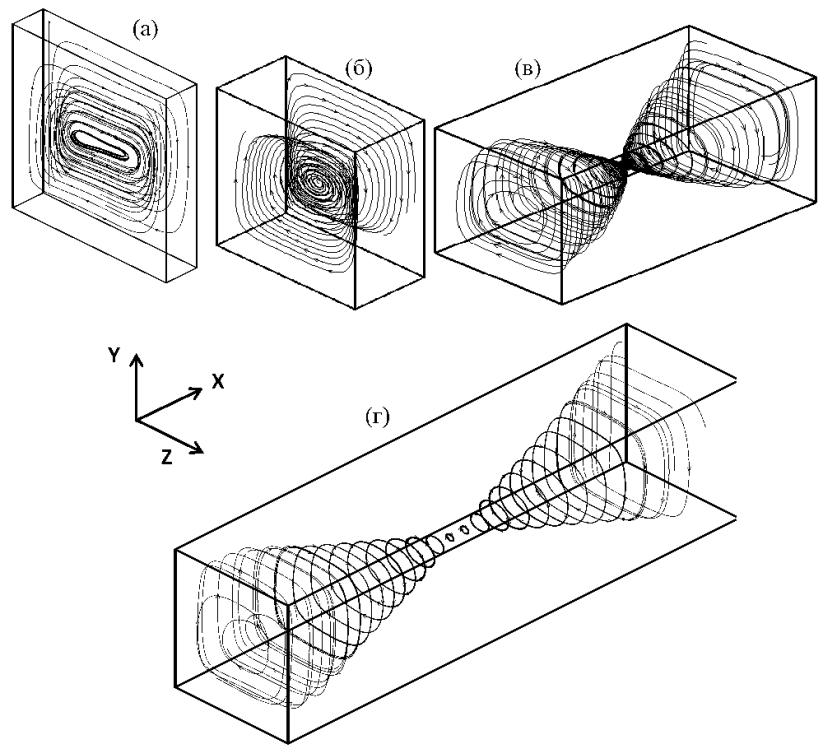


Рис. 10. Развитие вторичных течений в коротких ($A_x=0.2$, а), ($A_x=0.5$, б), и длинных ($A_x=2.0$, в), ($A_x=4.0$, г) прослойках, $Ra=10^4$.

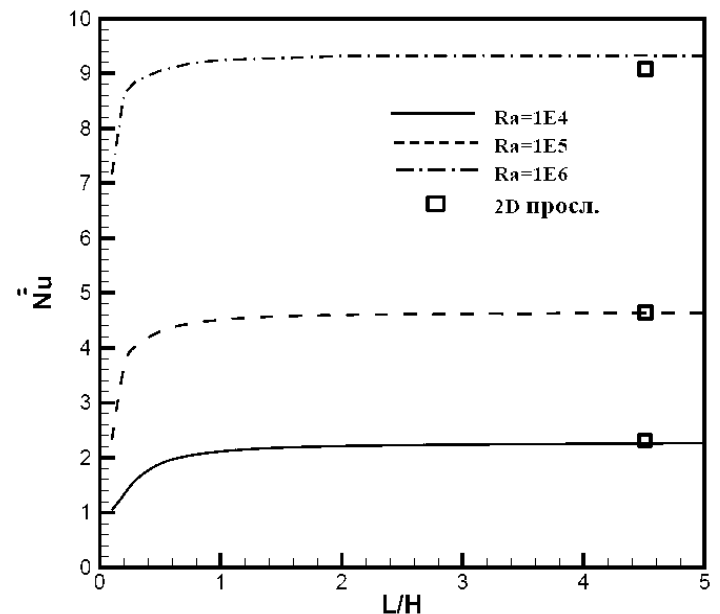


Рис. 11. Зависимость интегрального числа Нуссельта от толщины прослойки. Линии - расчет, точки - данные [Davis] квадратной 2D прослойки.

формы, результаты расчетов совпадают с двумерным приближением и описываются корреляционным соотношением

$$\overline{Nu} = 0.032Ra^{0.36} \quad (17)$$

Для коротких прослоек ($A_x < 1.0$) теплоотдача описывается выражением.

$$\overline{Nu} = 0.032Ra^{0.36} \cdot A_x^{-0.03} \quad (18)$$

Итоговые данные результатов расчета интегральной теплоотдачи представлены на рис. 13. Здесь показаны результаты расчетов, как для ламинарного, так и для турбулентного режимов течения. Сделаем наиболее важные выводы по данным рис. 13. В турбулентном режиме конвекции влияние удлинения проявляется слабее, чем в ламинарном, поэтому во всем изученном диапазоне чисел Рэлея интегральный теплообмен можно рассчитывать по двумерным моделям, а для коротких прослоек по формуле (18). При ламинарной конвекции в коротких прослойках ($A_x \approx 0.1$) интенсивность теплообмена может снижаться более чем в 2 раза. Поэтому короткие прослойки ($A_x < 1$), как это указывалось выше, требуют использование 3-D приближения.

На рис. 13 даны также сопоставления результатов расчета настоящего исследования с имеющимися в литературе численными и экспериментальными данными по интегральному теплообмену внутри полостей кубической формы, которые говорят о качественном согласии литературных данных с полученными автором.

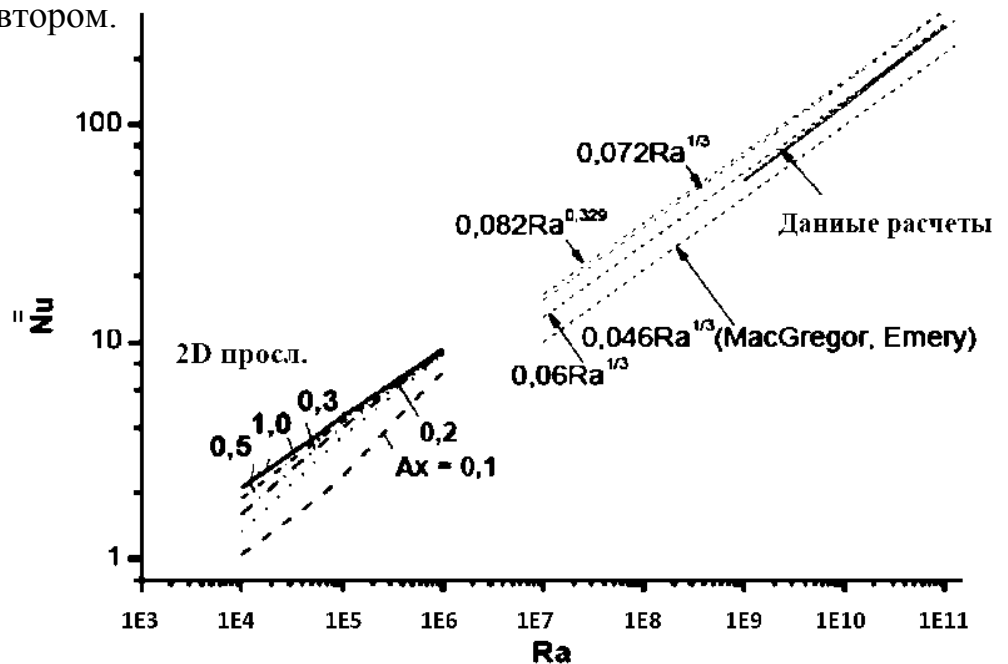


Рис. 13. Теплообмен в трехмерных прослойках с различными параметрами расширения.

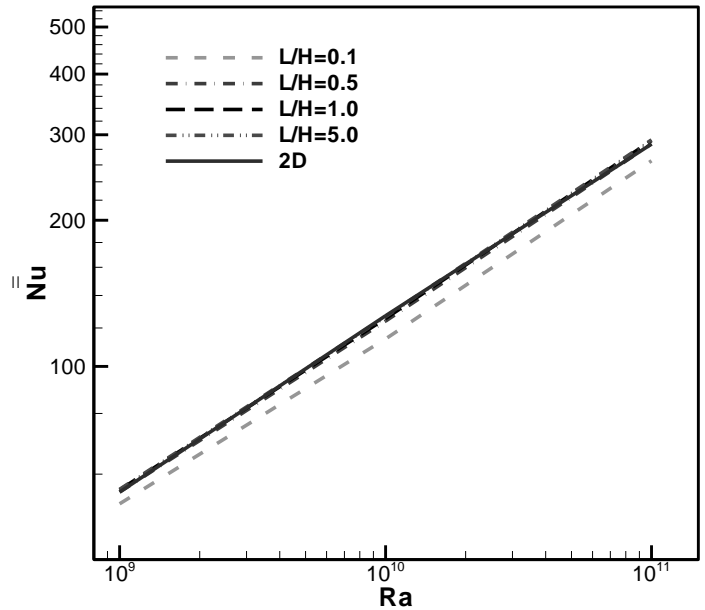


Рис. 12. Интегральный теплообмен в прослойке с различным A_x .

В четвертой главе изучена возможность управления свободной конвекцией в замкнутых двумерных и трехмерных прослойках. В работе рассмотрены две задачи с пассивным управлением теплообменом. В первой численно исследуется изменение локального и интегрального теплообмена при наличии в полости перегородок (брусков), моделирующих процессы тепловой обработки различных изделий (слитков металла, брикетов различных материалов или элементов электронного оборудования). Вторая задача получила в последние годы бурное развитие и касается она теплообмена наножидкости при термогравитационной конвекции. Имеющиеся данные в этой области носят противоречивый характер и нуждаются в дополнительном более глубоком исследовании.

Конвекция в квадратной полости с теплопроводными элементами на горизонтальных стенках. В настоящем разделе рассматривается естественная конвекция в квадратной полости с шахматным расположением брусков на верхней и нижней стенках (рис. 14). Предполагается, что вертикальные боковые стенки являются адиабатическими, а горизонтальные поддерживаются при постоянных, но различных температурах. При вариации чисел Рэлея и высоты перегородок прогнозируются свободно конвективное течение газа и температурные поля внутри полости. Особое внимание уделено анализу локальной теплоотдачи, характеризующей наличие областей повышенной и пониженной теплоотдачи на всех теплоотдающих элементах, а также интегральному теплопереносу через полость. Эти данные могут послужить основой для оптимизационного исследования пределов влияния установки ребер (блоков) на интенсивность теплообменных процессов.

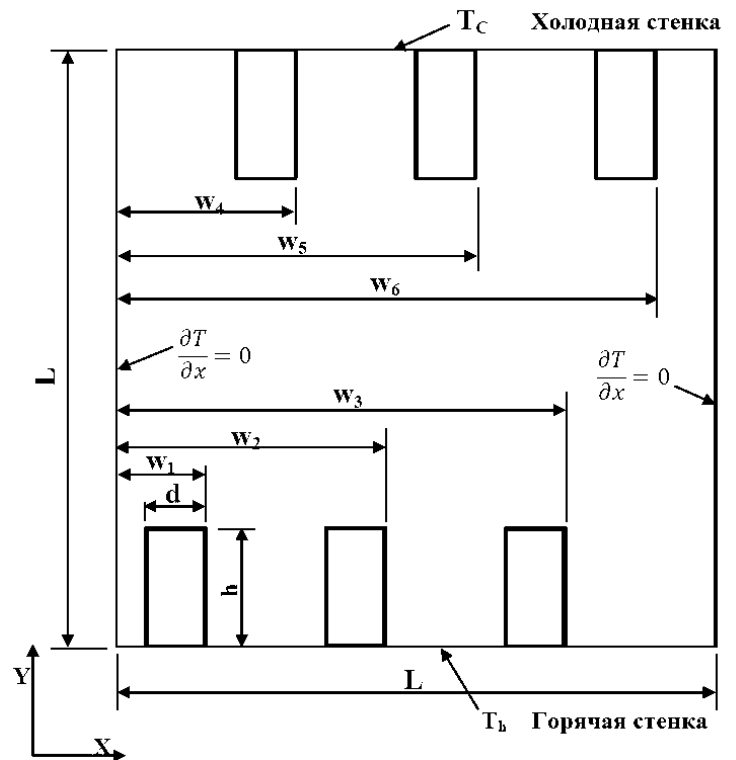


Рис. 14. Схематическая и координатная системы задачи.

Рабочей средой в полости является воздух ($Pr=0.72$). Безразмерные значения высоты перегородок изменялись в широких пределах и составляли $h/L=0.0, 0.1, 0.2, 0.3$ и 0.4 . Их толщина была постоянной и равной $d/L=0.1$. Местоположение перегородок в расчетах также не изменялось и значения w_i/L принимались равными $w_i/L=0.15, 0.45, 0.75, 0.3, 0.6$ и 0.9 , соответственно.

Относительный коэффициент теплопроводности (к воздуху) перегородок принимал значения $K_r=2, 5, 10, 20, 50, 100, 1000$ и 8000 . Этот диапазон охватывал практически весь спектр материалов от малотеплопроводных

(адиабатных, $K_r=2$) до высокотеплопроводных ($K_r>1000$). Вычисления проводились при различных значениях числа Рэлея $Ra = 10^3 \div 10^6$.

На рис. 15 демонстрируется распределение функции тока и полей температур (верхние и нижние группы рис.). Здесь представлены данные для высокого значения коэффициента теплопроводности материала перегородок $K_r=8000$. При малых высотах перегородок течение представляет собой двухячейный, близкий к симметричному, вихрь. Оно формируется подъемными силами от нагретой поверхности по центру полости. С увеличением высоты перегородок симметрия нарушается и в пространстве между нижними и верхними ребрами образуется многоячейное течение. У нагретой нижней поверхности в незагроможденной области наблюдается интенсивное вихревое течение, которое приводит к локальной интенсификации теплообмена. Кроме того, наличие ребер подавляет конвективное движение газа и между ними образуются застойные зоны, которые являются причиной ухудшения теплообмена. Для высоких ребер ($h/L=0.4$) этот эффект проявляется наиболее ярко.

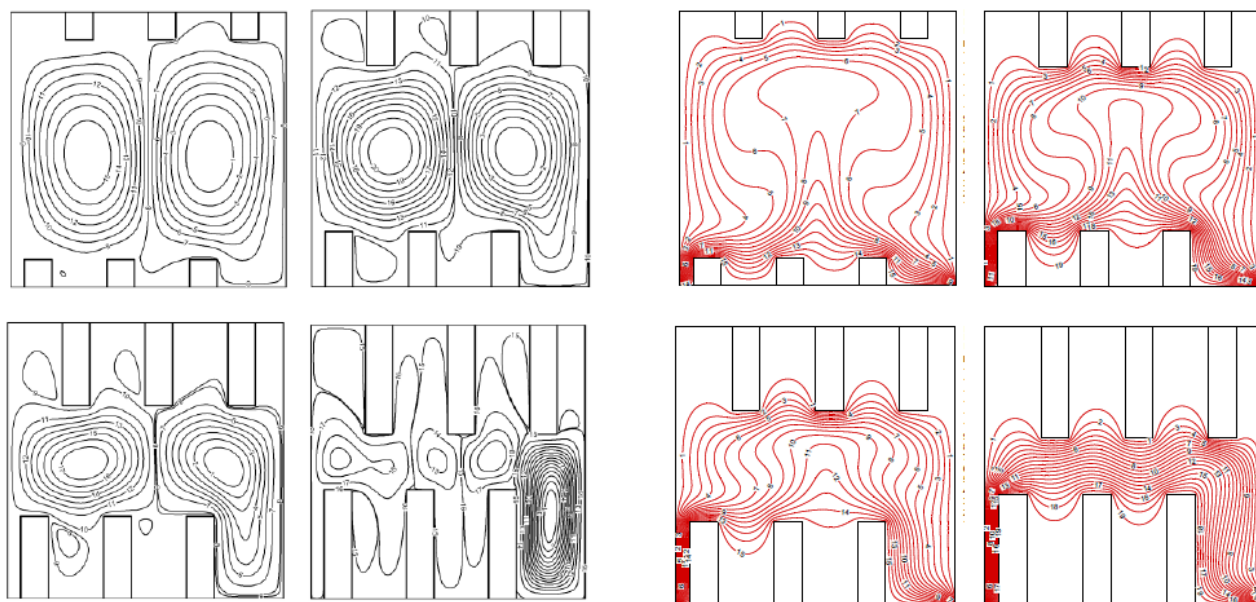


Рис. 15. Функция тока и изотермы для h/L (0.1,0.2,0.3,0.4) и $Ra=10^5$ и $K_r=8000$.

Величина среднего теплового потока и соответственно числа \overline{Nu} определялась вдоль всего контакта с газовой фазой, включая и бруски. Результаты такой обработки представлены на рис. 16. Как при малой, так и высокой теплопроводности ребер теплоотдача снижается с увеличением высоты перегородок. Это говорит о том, что установка перегородок подавляет конвективный теплообмен за счет разрушения крупномасштабных конвективных ячеек. Это находится в полном соответствии с выводами работ [Dagtekin, Oztop, Yüsel, Terekhov и др.], где также установлено снижение интенсивности теплообмена при установке перегородок. Важно отметить, что с ростом коэффициента K_r эффекты подавления теплообмена уменьшаются, однако влияние теплопроводности достаточно слабое. Как видно из рис.16, при

изменении величины Kr практически на четыре порядка число \overline{Nu} для самых высоких прослоек изменяется всего в $1.5 \div 2$ раза.

При анализе теплообмена в полостях с проводящими перегородками следует иметь в виду, что интегральный перенос теплоты от нижней к верхней стенке зависит также от степени развития поверхности. По мере увеличения высоты перегородок растет и площадь теплообменной поверхности. Для определения суммарного теплопереноса данные по среднему числу

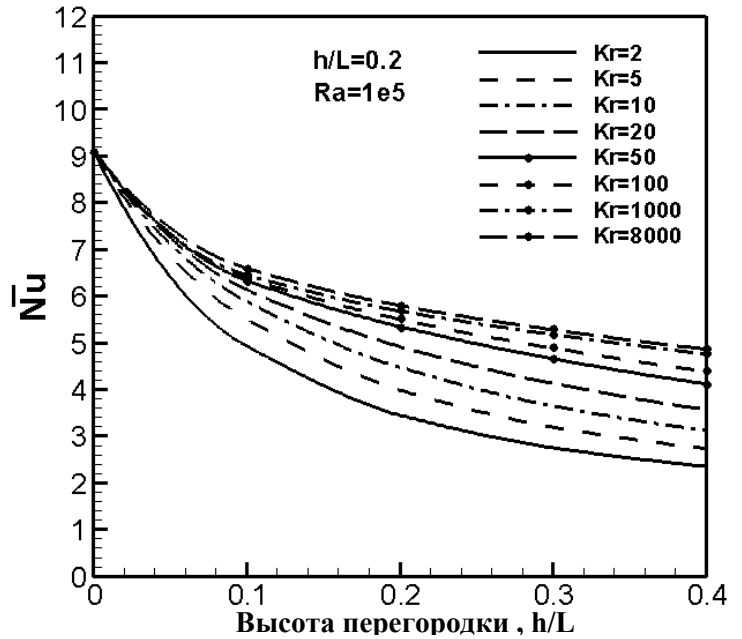


Рис. 16. Изменение среднего значения числа Нуссельта в зависимости.

Нуссельта на рис. 16 необходимо умножить на отношение площади развитой поверхности к таковой без перегородок. Очевидно, что в этом случае зависимость интегрального теплообмена от высоты ребер кардинально изменится и с их увеличением возможны режимы с усилением теплообмена.

Ламинарная естественная конвекция наножидкости внутри куба.

Целью данного раздела является проведение сопоставительного анализа различных моделей, а также определение вклада индивидуальных свойств наножидкости в суммарный коэффициент теплопереноса при вариации концентрации наночастиц и числа Рэлея. Все расчеты проведены для наножидкости (вода+ Al_2O_3) внутри куба с двумя противоположными вертикальными изотермическими стенками. Задача решается с использованием гомогенной модели.

Геометрия задачи показана на рис. 8. Температуры двух боковых стенок куба поддерживается при T_H и T_C . Наночастицы имеют одинаковую форму и размер, а их объемной концентрации не превышает 5%. Наножидкость считается несжимаемой, ньютоновской и режим течения является ламинарным. Также предполагается, что жидкая и твердая фазы находятся в тепловом и динамическом равновесии. Поскольку процессы переноса в объеме зависят от физических свойств среды, рассмотрим далее основные существующие модели, описывающие их.

На рис.17 показано сравнение результатов расчета теплопроводности наножидкости $H_2O+Al_2O_3$ по наиболее известным моделям. Как видно, значения, полученные из модели Jeffrey и модель Davis заметно выше, чем экспериментальные данные Xie и др. и для концентрации $\phi=0.05$ теплопроводность возрастает на 70 %. В то же время, модель Hamilton и Crosser или модель Maxwell и модель Bruggeman значительно ближе лежат к экспериментальным данным Xie и др., превышающие примерно на 15% результаты моделей Hamilton-Crosser и Bruggeman.

Таким образом, можно выделить две группы данных. Модели Hamilton-Crosser и Bruggeman лучше соответствуют эксперименту нежели Jeffrey и Davis, но говорить о полной достоверности Hamilton-Crosser и Bruggeman не приходится из-за отсутствия надежных опытных данных. О трудностях достоверного экспериментального измерения физических свойств наножидкостей говорится во многих работах.

Подобную тенденцию имеют и существующие модели вязкости наножидкостей. В этом можно убедиться, обратившись к рис. 18. Результаты моделей Einstein и Batchelor близки между собой и они практически не отличаются от чистой жидкости $\mu_{eff}/\mu_f \approx 1$. Такие же результаты дает корреляция Brinkman. Наилучшее совпадение с опытными данными Но и др. и Wang и др. демонстрирует модель Maiga. Для наножидкости при $\phi=0.05$ эта модель прогнозирует около 65% повышения вязкости, в то время как модели Einstein и модель Batchelor, около 10 % и только 2 %-модель Brinkman.

Таким образом, в настоящей работе, для анализа течения и теплообмена наножидкости используется две модели для расчета эффективной теплопроводности (Bruggeman и Davis), а также две модели для эффективной вязкости наножидкости (Einstein). Модели наножидкости, основанные на комбинации различных формул для динамической вязкости и теплопроводности приняты, показаны в Табл. 1. По отношению к базовой жидкости, модели M1 и M3 имеют более высокую эффективную динамическую вязкость, чем модели M2 и M4, в то время как модели M3 и M4, имеют более высокую эффективную теплопроводность, чем модели M1 и M2.

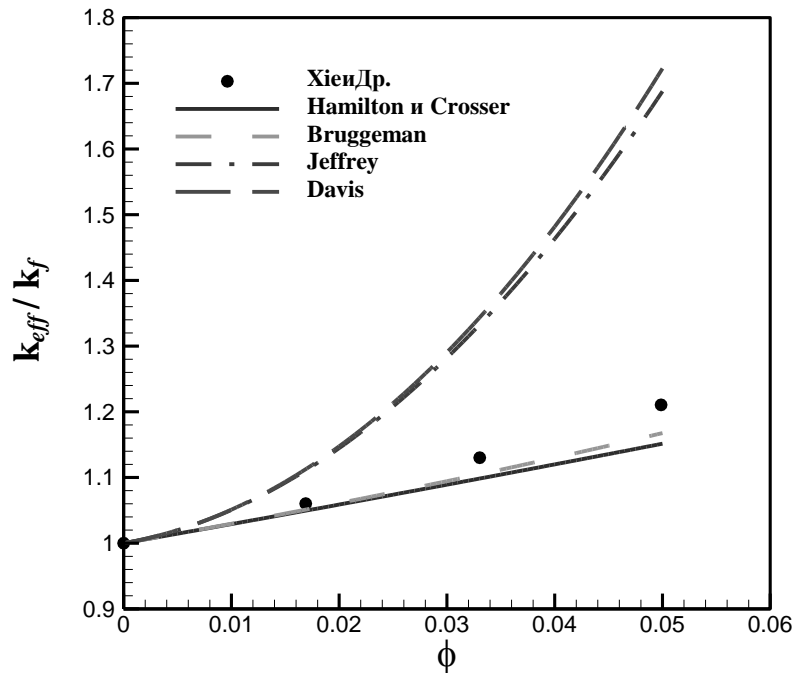


Рис. 17. Сравнение моделей теплопроводности наножидкости ($\text{Al}_2\text{O}_3+\text{H}_2\text{O}$).

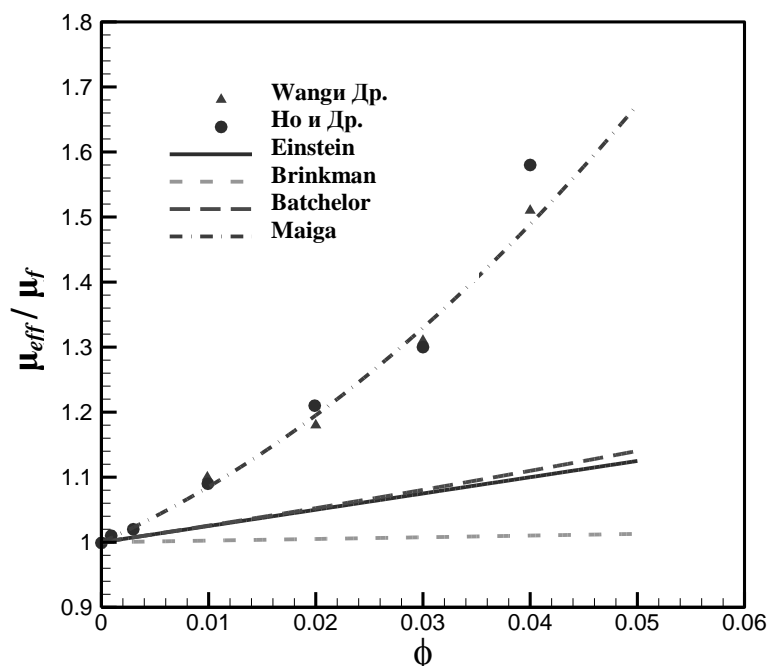


Рис. 18. Сравнение моделей динамической вязкости наножидкости ($\text{Al}_2\text{O}_3+\text{H}_2\text{O}$).

Таблица 1

Модели наножидкости на основе различных формул для теплопроводности и динамической вязкости.

Модель	Коэффициент теплопроводности	Динамическая вязкость
M1 $k_{eff} \downarrow, \mu_{eff} \uparrow$	$\frac{k_{eff}}{k_f} = \frac{(3\phi - 1) \frac{k_s}{k_f} + \{3(1 - \phi) - 1\} + \sqrt{\Delta B}}{4}$ Bruggeman	$\frac{\mu_{eff}}{\mu_f} = (1 + 7.3\phi + 123\phi^2)$ Maiga
M2 $k_{eff} \downarrow, \mu_{eff} \downarrow$	$\frac{k_{eff}}{k_f} = \frac{(3\phi - 1) \frac{k_s}{k_f} + \{3(1 - \phi) - 1\} + \sqrt{\Delta B}}{4}$ Bruggeman	$\frac{\mu_{eff}}{\mu_f} = (1 + 2.5\phi)$ Einstein
M3 $k_{eff} \uparrow, \mu_{eff} \uparrow$	$\frac{k_{eff}}{k_f} = 1 + 3\phi \left(1 + \phi \frac{k_s}{k_f} \right) \frac{k_s - k_f}{2k_f + k_s - \phi(k_s - k_f)}$ Davis	$\frac{\mu_{eff}}{\mu_f} = (1 + 7.3\phi + 123\phi^2)$ Maiga
M4 $k_{eff} \uparrow, \mu_{eff} \downarrow$	$\frac{k_{eff}}{k_f} = 1 + 3\phi \left(1 + \phi \frac{k_s}{k_f} \right) \frac{k_s - k_f}{2k_f + k_s - \phi(k_s - k_f)}$ Davis	$\frac{\mu_{eff}}{\mu_f} = (1 + 2.5\phi)$ Einstein

Для оценки обоснованности имеющихся моделей жидкости, были проведены сопоставления численных результатов расчета с экспериментальными данными Но и Lin. Это сравнение приведено на рис. 19. Отметим, что расчеты по различным моделям дают заметно отличающиеся между собой результаты. Это является одним из возможных объяснений противоречивости результатов расчета свободно-конвективного теплообмена наножидкостей, полученных различными авторами. Ближе всех к опытным данным дает модель M1, которая и качественно дает такой же результат, что и эксперимент. Однако делать окончательное заключение о пригодности существующих моделей преждевременно в силу отсутствия достоверных опытных данных как по свойствам наножидкостей, так и по теплообмену. Важное место при описании теплообмена являются интенсивно развиваемые в последние годы двухфазные модели, основанные на расчетах броуновского движения частиц, их термодиффузии и термофореза. Это направление является следующим шагом в изучении особенностей процессов переноса в наножидкостях. Тем не менее, представленные в данном разделе результаты являются крайними оценками возможного влияния

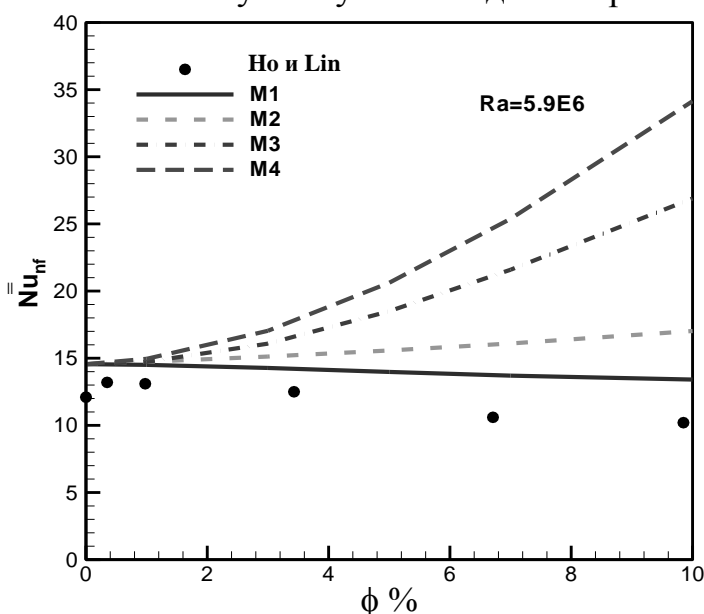


Рис. 19. Сравнение среднего числа Нуссельта между численными и экспериментальными результатами.

наночастиц и могут быть использованы для инженерных расчетов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Численно исследованы структура течения и теплообмен при свободной ламинарной и турбулентной конвекции между вертикальными параллельными пластинами с асимметричным нагревом и охлаждением. Показано, что увеличение температурного фактора ведет к интенсификации теплообмена на горячей и холодной стенках. Построены режимные карты и найдены соотношения между R_T и числом Рэлея Ra , при которых наблюдается инверсия теплового потока.

2. Результаты систематических исследований теплопередачи свободной конвекции в замкнутой трехмерной полости для ламинарного и турбулентного режимов течения показали, что пограничные слои на торцевых стенках приводят к образованию вторичных течений внутри объема. При этом влияние вторичных течений на интегральный теплоперенос сказывается только на достаточно малых по размаху объемах ($Ax < 1.0$). Для более протяженных объемов ($Ax > 1.0$) средний теплообмен можно рассчитывать по двумерным моделям. Влияние пространственности течения больше сказывается при ламинарном режиме. Получены корреляционные соотношения, рекомендуемые для инженерных расчетов интегрального теплообмена в трехмерных полостях.

3. Изучены возможности управления характеристиками теплопереноса в замкнутых прослойках. В полостях при наличии оребрения установлено подавление конвекции, в результате чего средний по поверхности коэффициент теплоотдачи снижается по мере увеличения высоты ребер. Показаны пределы возможного изменения теплопереноса за счет геометрии ребер, их коэффициента теплопроводности и числа Релея.

4. С использованием гомогенного приближения исследовано влияние эффективной теплопроводности, вязкости и других свойств наножидкостей на суммарный теплоперенос при свободной конвекции внутри куба. Изучены режимы интенсификации и подавления теплообмена в зависимости от свойств наножидкости и числа Релея. Показаны диапазоны применимости наиболее распространенных моделей эффективной теплопроводности и вязкости при инженерных расчетах термогравитационной конвекции наножидкостей.

Список основных опубликованных работ по теме диссертации:

Статьи в журналах, входящих в перечень изданий, рекомендованных ВАК

1. Терехов В.И., Экаид А.Л. Трехмерная ламинарная конвекция внутри параллелепипеда с нагревом боковых стенок // Теплофизика высоких температур. – 2011. – Т. 49, № 6. – С. 905-911.
2. Терехов В.И., Экаид А.Л. Ламинарная свободная конвекция между вертикальными параллельными пластинами с различными температурами // Теплофизика и Аэромеханика. – 2012. – Том 19, № 4. – С.415-429.

3. Терехов В.И., Экаид А.Л. Турбулентная свободная конвекция между вертикальными изотермическими пластинами с несимметричным нагревом // Теплофизика и Аэромеханика. – 2013. – Том 20, № 2. – С.153-164.
4. Terekhov V.I., Ekaid Ali L. Laminar Natural Convection Between Vertical Isothermal Heated Plates with Different Temperatures //J. of Eng. Thermophysics. – 2011. Vol.– 20, Is.4, – Pp. 416-433. (Ламинарная естественная конвекция между вертикальными изотермическими нагреваемыми пластинами с различными температурами).
5. Terekhov, V.I., Chichindaev, A.V., Ekaid, A. L. Buoyancy Heat Transfer in Staggered Dividing Square Enclosure // Int. J. Thermal Sci. – 2011–Vol. 15.– Pp. 409-422. (Свободноконвективный теплообмен в квадратной полости с перегородками).

Материалы международных и всероссийских конференций

6. Терехов В.И., Чичиндаев А.В., Экаид А. Структура течения и теплоперенос в квадратной полости с теплопроводными элементами на стенках // 29 Сибирский теплофизический семинар, 2010.11.15-17, Новосибирск– С. 188-198.
7. Терехов В.И., Чичиндаев А.В., Экаид А.Л. 3-D естественная ламинарная конвекция внутри параллелепипеда при вариации соотношения сторон // Труды 5-ой Рос. национальной конференции по теплообмену, Москва. – 25-29 октября 2010. – М.: Изд-во МЭИ (ТУ). – Т. 2. – С. 138-141.
8. Terekhov, V.I., Ekaid, A. L. Natural convection between vertical parallel plates with a symmetric heating and cooling // Proc. 6th Baltic Heat Transfer Conference, August 24-26, 2011, Tampere, Finland. - 11 p. (Естественная конвекция между вертикальными параллельными пластинами с несимметричным нагревом и охлаждением).
9. Ekaid Ali.L., Chichindaev A.V., Terekhov V.I. Laminar Natural Convection Between Vertical Isothermal Plates with Different Temperatures // Proc. 7th Int. Conf. on Comp. Heat and Mass Transfer, No185- 52 p, Istanbul, 2011. (Ламинарная естественная конвекция между вертикальными изотермическими пластинами с различными температурами).
10. Терехов В.И., Чичиндаев А.В., Экаид А.Л. Турбулентная свободная конвекция между параллельными пластинами с несимметричным нагревом // ММФ-ХIV, 2012, сентябрь, 10-13- Минск, ИТМО, С. 303-306.
11. Terekhov V.I., Ekaid A.L. Numerical investigation of free convection and heat transfer between vertical parallel plates with different temperatures // Conference (ICHMT), July 1-6, 2012, Bath, England. (Численное исследование свободной конвекции и теплообмена между вертикальными параллельными пластинами с различными температурами).
12. Terekhov V.I., Ekaid A.L. Numerical Investigation of Turbulent Natural Convection in Symmetrically and Asymmetrically Heated Vertical Channels // 7th Int. Symp. Turbulence, Heat and Mass Transfer, Italia, 2012. (Численное исследование турбулентной естественной конвекции в симметрично и асимметрично нагреваемых вертикальных каналах).

Отпечатано в типографии
Новосибирского государственного
технического университета
630073, г. Новосибирск, пр. К. Маркса, 20,
тел./факс (383) 346-08-57
Формат 60x84x1/16, объем 1.5 п.л., тираж 100 экз.
Заказ № 1099, подписано в печать 05.09.2013 г.