

ЧИСЛЕННОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГРАНИЦ СУЩЕСТВОВАНИЯ АНОМАЛЬНОГО КОНВЕКТИВНОГО ТЕЧЕНИЯ В НАКЛОНЯЕМОМ ПРЯМОУГОЛЬНОМ ЦИЛИНДРЕ

Статья посвящена изучению бифуркаций стационарных режимов конвекции в замкнутом, подогреваемом снизу и наклоняемом цилиндре квадратного сечения, заполненном воздухом для случаев теплоизолированных и идеально теплопроводящих боковых стенок. Методом сеток получены поля температуры и скорости для отклонения от горизонтального положения до тридцати градусов в интервале чисел Рэлея до 20-кратного превышения его критического значения. Установлено, что предельный угол существования аномального течения в полости с теплоизолированными стенками примерно в три раза превышает таковой для случая теплопроводящих стенок. В случае теплопроводящих стенок максимальный угол существования аномального течения достигает $7,7^\circ$ при превышении критического значения числа Рэлея в 3,3 раза.

ТЕПЛОВАЯ КОНВЕКЦИЯ, НАКЛОН ПОЛОСТИ, АНОМАЛЬНОЕ ТЕЧЕНИЕ, ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ.

Введение

Тепловая конвекция воздуха в замкнутых наклоняемых прямоугольных полостях представляют интерес в связи с тем, что подобные емкости являются элементами большого количества технических устройств. Их ориентация может плавно или ступенчато меняться, при этом в газе, заполняющем объем, конвективные течения могут претерпевать скачкообразные изменения [1].

Для моделирования влияния наклона на режимы конвекции в замкнутой прямоугольной полости часто используется куб. Конвективные течения воздуха в кубе при малых и умеренных числах Рэлея (Ra) имеют форму одноваловых течений, т. е. вихрей с горизонтальной осью. Частицы жидкости в них движутся по круговым траекториям, в плоскостях, перпендикулярных оси вихря. Такое течение вблизи

центрального вертикального сечения куба можно считать квазидвумерным [2]. Это обстоятельство позволяет надеяться, что численное исследование плоских течений воздуха, т. е. бесконечно вытянутых горизонтальных вихрей, в абстрактных бесконечных цилиндрах поможет в понимании наблюдаемых закономерностей бифуркаций стационарных режимов конвекции в лабораторных экспериментах с кубической полостью. Первое численное исследование влияния наклона (поворота вокруг оси бесконечного цилиндра квадратного сечения) на перенос тепла между противоположными изотермическими гранями (две других грани полагались теплоизолированными), проведено В.И. Полежаевым [3]. Показано, что максимум теплового потока достигается в промежуточной области угла наклона — между подогревом снизу и сбоку.



Первые сведения о бифуркации конвективного течения воздуха в кубической полости, подогреваемой снизу, вызванной наклоном, были опубликованы в экспериментальной работе [4], где рассматривались лишь малые углы наклона, от положения, соответствующего подогреву только строго снизу.

Поясним, что наклон при малых значениях числа Ra приводит к формированию вихря, с направлением циркуляции, совпадающим с направлением угла наклона полости (если рассматривать угол наклона как поворот полости от нулевого значения угла). Это вихрь с нормальной циркуляцией, и если полость привести в горизонтальное положение, он прекратит свое вращение. Однако при числах Рэлея, превышающих их критическое значение (Ra_c), возможно, наряду с таким нормальным вихрем, и существование вихря с обратным направлением циркуляции. Такие течения было предложено называть аномальными [5]. В таком аномальном вихре направления циркуляции воздуха и угла наклона полости противоположны, следовательно, теплый воздух движется вдоль наклонной поверхности вниз. Аномальные вихри существуют в некотором диапазоне углов наклона, величина которого зависит от интенсивности конвективного течения. Экспериментально границы существования аномального конвективного течения в кубе были определены в работе [6].

Цель настоящей работы — построить бифуркационную кривую, отражающую зависимость величины критического угла наклона для существования аномального вихря от интенсивности конвективного течения.

В качестве основы построения необходимо использовать численное решение полных уравнений тепловой конвекции воздуха (в приближении Буссинеска) для различных углов наклона квадратной полости и различных значений надкритичности.

Постановка задачи

Пусть жидкость заполняет полость, имеющую форму бесконечного горизонтально-

го цилиндра квадратного сечения (рис. 1). Введем декартову систему координат (x, y, z) , ось y которой совпадает с ребром цилиндра и направлена от нас. Единичный вектор \mathbf{n} расположен в плоскости xz , указывает направление вверх и связан с ускорением свободного падения соотношением $\mathbf{g} = -g\mathbf{n}$. Угол наклона квадратного цилиндра α , отсчитывается по часовой стрелке от оси z до \mathbf{n} . Диапазон изменения угла α в расчетах составляет $-30^\circ \leq \alpha \leq 30^\circ$, причем при $\alpha = 0^\circ$ сторона цилиндра, совпадающая с осью x , горизонтальна и реализуется условие подогрева строго снизу. На рис. 1 в сечении квадрата, среднем по высоте, отмечены точки A и B , между которыми рассчитывается перепад температуры для сопоставления расчетов с измерениями термопарой в лабораторном эксперименте [6].

Стенки полости предполагаются твердыми. Верхняя и нижняя плоскости $z = 0, d$ — изотермические и поддерживаются при постоянном перепаде температуры Θ , причем плоскость $z = 0$ более нагрета. В расчетах используются две модели полости, в которых боковые стенки $x = 0, d$ предполагаются либо теплопроводящими (и на них задается линейное распределение температуры $T = \Theta(1 - z/d)$), либо теплоизолированными (тогда равенство $\partial T/\partial x = 0$

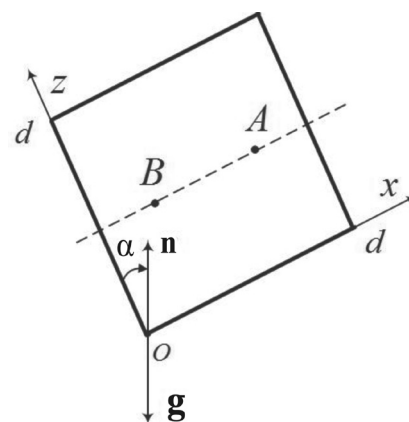


Рис. 1. Геометрия задачи о свободной тепловой конвекции в горизонтальном цилиндре квадратного сечения.

В среднем сечении, отмеченном пунктиром, расположены точки A и B , между которыми рассчитывается перепад температуры dT . Эти точки находятся на расстоянии $d/4$ от стенок (см. пояснения в тексте)

отмечает отсутствие потока тепла через поверхность). Коэффициент линейного расширения жидкости β , кинематическая вязкость ν и температуропроводность χ постоянны.

Предполагается, что жидкость несжимаемая и справедливо приближение Буссинеска. Скорость \mathbf{v} , давление p и температура T определяются уравнениями непрерывности, Навье – Стокса и баланса тепла. Обозначим величины расстояния, температуры, функции тока и времени соответственно d, Θ, ψ, t , коэффициент кинематической вязкости ν и d^2/ν . Будем искать плоские решения задачи. В этом случае векторные поля завихренности и функции тока будут иметь отличными от нуля только y -компоненты:

$$\varphi = (0, \varphi, 0), \psi = (0, \psi, 0). \quad (1)$$

Тогда уравнения тепловой конвекции в безразмерной форме запишутся в следующем виде [7, 8]:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \varphi}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + \text{Gr} \left(\frac{\partial T}{\partial z} \sin \alpha - \frac{\partial T}{\partial x} \cos \alpha \right); \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \varphi = 0; \quad (3)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{1}{\text{Pr}} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right). \quad (4)$$

Безразмерные критерии подобия, а именно число Грасгофа Gr , число Прандтля Pr , число Релея Ra имеют вид:

$$\text{Gr} = \frac{g\beta\Theta d^3}{\nu^2}, \text{Pr} = \frac{\nu}{\chi}, \text{Ra} = \text{Gr} \cdot \text{Pr}. \quad (5)$$

Скорость течения связана с полем функции тока $\psi(x, z)$:

$$\mathbf{v} = \left(-\frac{\partial \psi}{\partial z}, 0, \frac{\partial \psi}{\partial x} \right). \quad (6)$$

Граничные условия для температуры на нижней и верхней изотермических стенках запишутся в следующем виде:

$$\text{при } z = 0, 1 \quad T = 1, 0. \quad (7)$$

Граничные условия для температуры в случае проводящих боковых стенок с ли-

нейным распределением температуры имели вид:

$$\text{при } x = 0, 1 \quad T = 1 - z. \quad (8)$$

В случае теплоизолированных боковых стенок задавалось условие отсутствия теплового потока:

$$\text{при } x = 0, 1 \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0. \quad (9)$$

Граничные условия для функции тока были одинаковыми в обоих случаях. Стенки полости полагались непроницаемыми и твердыми. Из условия непротекания через них и прилипания получаем граничные условия для функций тока:

$$\text{при } z = 0, 1 \quad \psi = \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0; \quad (10)$$

$$\text{при } x = 0, 1 \quad \psi = \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0. \quad (11)$$

Методика решения задачи и расчетов

Решение задачи, заданной уравнениями и условиями (2) – (11), мы находили конечно-разностным методом. Число Прандтля полагалось равным $\text{Pr} = 0,7$. Расчеты проводились на равномерной квадратной сетке:

$$x_i = i \cdot h, z_k = k \cdot h,$$

$$i = 0, 1, \dots, N; k = 0, 1, \dots, N;$$

где $h = 1/N$ – шаг сетки. Все вычисления проведены для $N = 40$.

Использовалась явная схема с центральными разностями для пространственных производных [7]. Для аппроксимации завихренности на границах использовалась формула Тома. Величина шага по времени Δt контролировалась и выбиралась достаточно малой, для того чтобы выполнялось условие Куранта.

Опишем процедуру получения решения для заданных значений числа Грасгофа Gr и угла наклона α .

Шаг 1. Задаем начальные условия для температуры, функции тока и завихренности во всех узлах сетки на первом временном слое, т. е. для момента времени $t = 0$:

$$T_{i,k}^0 = 1 - z_k,$$

$$\begin{aligned}\psi_{i,k}^0 &= 0, \\ \varphi_{i,k}^0 &= 0.\end{aligned}$$

Задаем значение номера временного слоя $n = 0$.

Шаг 2. Считая T^n и φ^n известными, из конечно-разностных аналогов уравнений (2) и (4) находим значения этих функций на временном слое $n + 1$ во внутренних узлах сетки. Для случая теплоизолированных стенок граничное значение температуры заменяем значением температуры в прилегающем внутреннем узле.

Шаг 3. Решая уравнение Пуассона (3) по вычисленным значениям φ^{n+1} , получаем итерационным методом ψ^{n+1} во внутренних узлах сетки.

Шаг 4. Используя новые значения функции тока в приграничных узлах, определяем по формулам Тома граничные значения завихренности на новом шаге по времени.

Шаги 2 – 4 повторяются до получения установившихся значений T и ψ . Значения указанных сеточных функций вместе с физическими и численными параметрами для заданного значения числа Грасгофа Gr и угла наклона α сохраняются во внешней памяти. При переходе к следующему значению угла наклона α шаг 1 опускался, и в качестве начального состояния использовалось ранее полученное состояние.

Целью расчетов было получение бифуркационных кривых $dT(\alpha)$ и $\psi_c(\alpha)$. Здесь ψ_c – максимальное значение функции тока, dT – перепад температуры между точками A и B (см. рис. 1). В расчетах угол наклона последовательно с переменным шагом $\Delta\alpha = 1 - 10^\circ$ изменялся от начального значения $\alpha = -30^\circ$ до конечного $\alpha = +30^\circ$ и обратно.

Результаты расчетов и их обсуждение

До выполнения основных расчетов, в соответствии с приведенной выше методикой, проводилась проверка используемой модели и разностного метода. Для этого рассчитывали критические числа Грасгофа при подогреве строго снизу ($\alpha = 0^\circ$) и затем сравнивали их с общепринятыми значениями, полученными методами линейной теории устойчивости. Основу способа полу-

чения критического числа Грасгофа составляла экстраполяция линейной зависимости квадрата функции тока от чисел Грасгофа в сторону меньших значений. Так были получены критические числа Грасгофа для теплопроводящих стенок ($Gr_c = 7156$) и теплоизолированных ($Gr_c = 3643$).

Известно, что для случая теплопроводящих боковых стенок критическое число Релея составляет $Ra_c = 5012$ [9], а соответствующее ему критическое число Грасгофа при $Pr = 0,7$ равно 7160. Для полости с теплоизолированными стенками критическое число Грасгофа равно 3693 [10, 11]. Таким образом, в результате проверочных вычислений выяснилось, что полученные в расчетах критические числа Грасгофа отличаются от определенных методами линейной теории устойчивости менее чем на 1,5 %, что свидетельствует об удовлетворительной точности использованного численного метода.

Поскольку разным граничным условиям соответствуют различные критические числа Грасгофа, использовали понятие надкритичности; оно выражалось отношением $r = Gr / Gr_c$.

Представляло несомненный интерес изучить поведение валового конвективного течения в нормальном и аномальном режимах, которые определяются углом наклона полости. Течение, сохраняющее свою циркуляцию при переходе угла наклона полости через нулевое значение, принято называть аномальным [5]. Интенсивность и направление циркуляции плоского валового течения в стационарном режиме однозначно описывается экстремальным значением функции тока $\psi_c(Gr, \alpha)$ в центре полости, т. е. фазовое пространство системы одномерно. Возникновение тепловой конвекции при нулевом угле $\alpha = 0$ происходит мягким образом в результате вилочной бифуркации на плоскости $\psi_c(Gr)$ при критическом числе Грасгофа Gr_c . Однако даже незначительный наклон (порядка 0,01 градуса [12]) приводит к появлению конвекции при любых, сколь угодно малых значениях числа Грасгофа.

Расчеты показали, что валовое конвективное течение, возникшее при угле на-

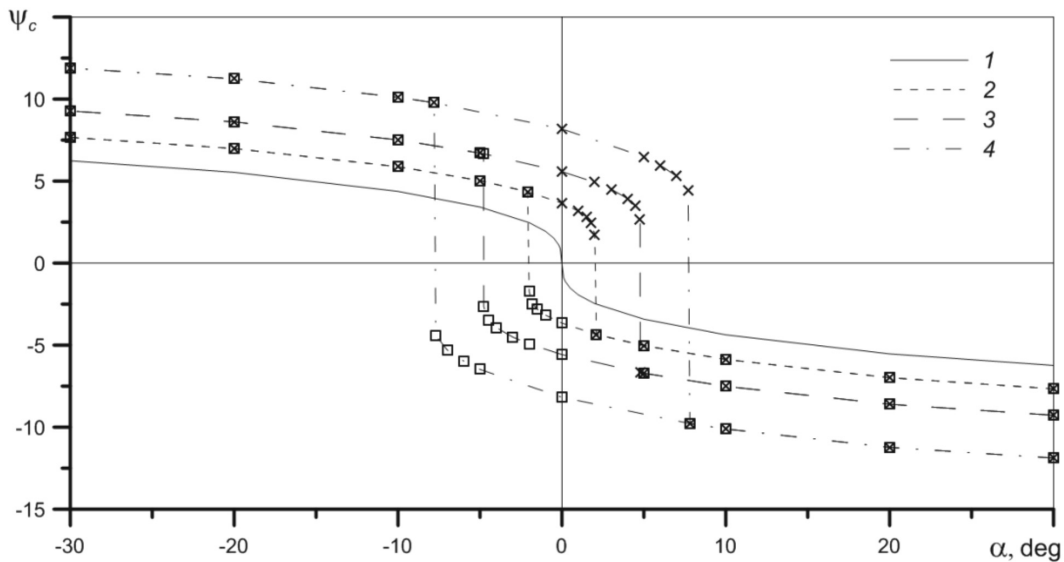


Рис. 2. Зависимости функции тока ψ_c в центре полости от угла ее наклона α для случая теплопроводящих стенок при различных значениях надкритичности r : 1,0 (кривая 1), 1,3 (2), 1,7 (3), 2,5 (4). Крестиками (квадратиками) отмечены диаграммы, полученные при изменении угла α от -30 до $+30^\circ$ (от $+30$ до -30°) (см. пояснения в тексте)

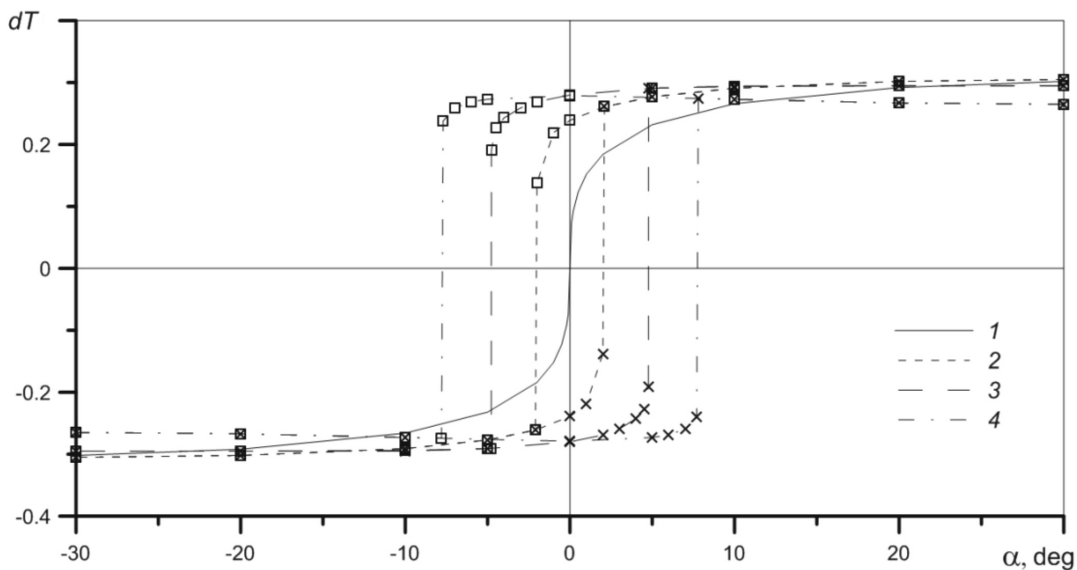


Рис. 3. Зависимости перепада температуры dT между точками A и B от угла наклона полости α для случая теплопроводящих стенок при различных значениях надкритичности r (символы и номера кривых те же, что на рис. 2)

клона полости, отличным от нуля, и фиксированном числе Грасгофа, меньшем или равном критическому ($r \leq 1$), плавно меняет свое направление на обратное при переходе угла наклона полости α через нулевое значение (сплошная линия на рис. 2). Если же число Грасгофа превышает критическое

значение ($r > 1$), валовое конвективное течение сохраняет направление движения при переходе величины угла наклона полости через нулевое значение, становясь при этом аномальным. Это течение сохраняется до некоторого критического угла α_c , после достижения которого оно резко меняет свое

направление на обратное и превращается в нормальное течение. Описанное поведение иллюстрируют бифуркационные диаграммы $\psi_c(\alpha)$, полученные расчетами для четырех значений r (см. рис. 2).

Кривые 1 – 4 на рис. 2 соответствует различным значениям надкритичности. Символы в виде крестиков соответствуют последовательному изменению наклона полости от отрицательных углов к положительным, а в виде квадратиков – от положительных к отрицательным. Бифуркационные диаграммы указывают на существование аномального течения, которое,

однако, переходит в нормальное при достижении углом наклона критического значения α_c . С увеличением значения надкритичности область существования аномального течения увеличивается. Как видно из рис. 2, для каждого α из интервала $-\alpha_c < \alpha < \alpha_c$ существует два устойчивых состояния, которые различаются направлением циркуляции, т. е. знаком ψ_c .

Экспериментальные исследования конвекции в полостях с теплопроводящими стенками включают, как правило, измерения с помощью термопар [1, 4, 6]. Данные от дифференциальных термопар,

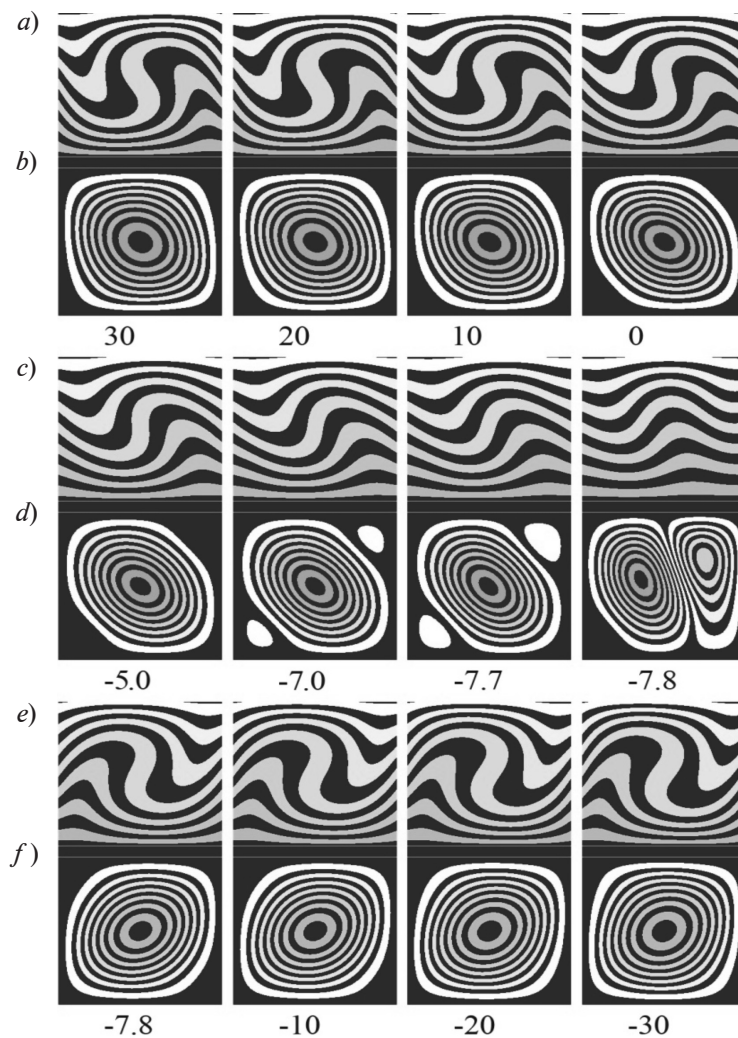


Рис. 4. Эволюция поля температуры (a, c, e) и структуры течения (b, d, f) для случая теплопроводящих стенок при изменении угла наклона α от $+30^\circ$ до -30° ; $r = 2,5$. Цифры означают углы наклона α . Границы полос семи изотерм на рис. (a, c, e) соответствуют четырнадцати значениям температуры: $T_j = (2j - 1)/28$, а границы линий тока (b, d, f) соответствуют $|\psi_j| = \psi_c \cdot (2j - 1)/28$, где $j = 1, 2, \dots, 14$

установленных в определенных местах полости, позволяют судить о структуре конвективного течения. В упомянутых работах спай термопар располагались в точках *A* и *B* (см. рис. 1). Значения безразмерной разности температур dT с такой виртуальной термопары представлены на рис. 3 в виде зависимостей от угла наклона полости для четырех значений надкритичности r . Видно, что скачкообразные изменения dT и ψ_c для одинаковых значений надкритичности r происходят при одних и тех же углах наклона (см. рис. 2).

Эволюция полей температуры и линий тока при изменении угла наклона полости α от $+30^\circ$ до -30° для $r = 2,5$ представлена на рис. 4. В диапазоне изменений угла α от $+30^\circ$ до 0° , когда течение является нормальным, происходит плавное уменьшение интенсивности течения (см. кривую 4 на рис. 2). После перехода через нулевое значение угла α продолжается уменьшение интенсивности течения с сохранением его структуры. При приближении угла к критическому значению $\alpha_c = -7,8^\circ$ ускоряется падение интенсивности центрального вихря ψ_c и увеличиваются угловые вихри с закруткой, противоположной основному вихрю.

Процесс перехода осуществляется следующим образом. Один из угловых вихрей обгоняет в росте второй угловой вихрь, который затем исчезает. Далее растущий угловой вихрь, который имеет нормальное направление вращения при установленном угле наклона, вытесняет аномальный вихрь. Изображения функции тока и изотерм для критического угла наклона $-7,8^\circ$ представлены для двух моментов времени. Первый соответствует моменту смены структуры течения, а второй — завершению процесса перехода. Следующие изображения относятся к эволюции нормального вихря до угла наклона полости $\alpha_c = -30^\circ$. Изменение угла наклона в обратном направлении приводит к получению критического угла в диапазоне положительных углов со значением, равным $\alpha_c = +7,8^\circ$.

Результаты расчетов, проведенных с двумя случаями граничных условий для температуры, представлены в виде бифур-

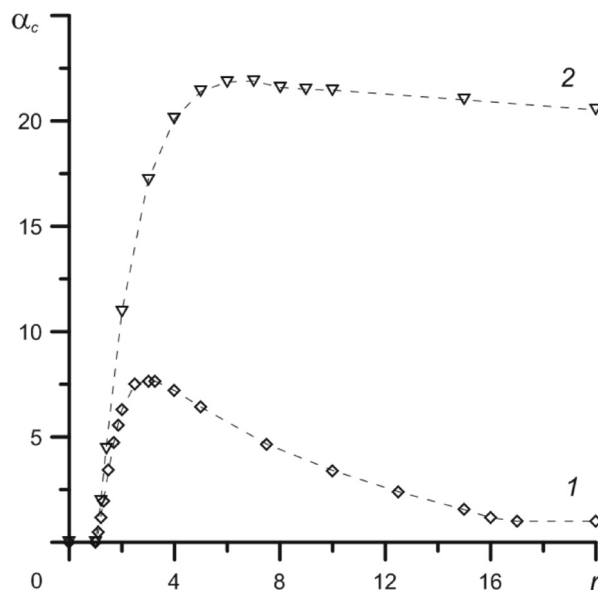


Рис. 5. Зависимости критического угла от значений надкритичности для случая теплопроводящих стенок (кривая 1) и теплоизолированных (кривая 2)

кационных кривых (рис. 5). Данная кривая для случая теплопроводящих стенок (кривая 1) имеет ярко выраженный максимум $\alpha_c = 7,7^\circ$ при $r = 3,3$. Эти значения близки к полученным при расчетах бифуркационной кривой в цилиндре кругового сечения с теплопроводящими стенками [13, 14], но все же отличаются от них. Бифуркационная кривая для теплоизолированных стенок соответствует результатам работ [15, 16]. Расчет в работе [15] проводился методом Петрова — Галёркина, в котором использовалось до семидесяти базисных функций. В качестве таких функций применялись полиномы Чебышева. Отдельные точки бифуркационных кривых для трех чисел Прандтля получены в статье [16] и для случая воздуха согласуются с результатами работы [15]. Наши расчеты на сравнительно грубой сетке позволили получить хорошее согласие с результатами, представленными в работе [15], что позволяет судить о достоверности полученных результатов.

Заключение

В настоящей работе проведено численное исследование аномального течения в

цилиндре квадратного сечения, и в результате получены бифуркационные кривые для случаев теплоизолированных и теплопроводящих стенок.

Установлено, что предельный угол существования аномального течения в случае теплоизолированных стенок примерно в три раза превышает таковой для теплопроводящих стенок. Таким образом, в случае теплопроводящих стенок переход от аномального течения к нормальному происходит при меньшем угле наклона полости и меньшем значении надкритичности.

Бифуркационные диаграммы функции тока и перепада температуры от угла наклона полости показывают одинаковые значения критического угла наклона, при котором происходит смена направления

конвективного валового течения для одного и того же значения надкритичности. Это дает основания для использования результатов измерений термопарами в экспериментах по изучению аномального конвективного валового течения при определении критического угла наклона полости (угол, при котором происходит смена направления течения).

Из расчетов следует, что изменение направления вращения происходит в результате интенсивного роста одного из диагональных нормальных вихрей, который подавляет и вытесняет аномальный конвективный вал.

Работа выполнена при финансовой поддержке внутриуниверситетского гранта Пермского национального исследовательского политехнического университета.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Шарифулин А.Н., Полудницин А.Н., Кравчук А.С. Лабораторное моделирование нелокального возникновения тропического циклона // ЖЭТФ. 2008. Т. 134. № 6. С. 1269–1273.
- [2] Mizushima J., Matsuda O. Onset of 3D thermal convection in a cubic cavity // Journal of the Physical Society of Japan. 1997. Vol. 66. No. 8. Pp. 2337–2341.
- [3] Полежаев В.И. Течение и теплообмен при естественной конвекции газа в замкнутой области после потери устойчивости гидростатического равновесия // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1968. № 5. С. 124–129.
- [4] Зимин В.Д., Кетов А.И. Надкритические конвективные движения в кубической полости // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1974. № 5. С. 110–114.
- [5] Cliffe K.A., Winters K.H. A numerical study of the cusp catastrophe for Benard convection in tilted cavities // Journal of Computational Physics. 1984. Vol. 54. No. 3. Pp. 531–534.
- [6] Шарифулин А.Н., Полудницин А.Н. Экспериментальное определение пределов существования аномального конвективного течения в наклоняемом кубе // Прикладная механика и техническая физика. 2014. Т. 55. № 3 (325). С. 103–112.
- [7] Тарунин Е.Л. Вычислительный эксперимент в задачах свободной конвекции. Иркутск: Изд-во Иркутского ун-та, 1990. 223 с.
- [8] Сагитов Р.В., Шарифулин А.Н. Устойчивость стационарной тепловой конвекции в наклоняемой прямоугольной полости в маломодовом приближении // Теплофизика и аэромеханика. 2008. Т. 15. № 2. С. 247–256.
- [9] Mizushima J., Hara Y. Routes to unicellular convection in a tilted rectangular cavity // J. Physical Society of Japan. 2000. Vol. 69. No. 8. Pp. 2371–2374.
- [10] Lappa M. Thermal convection: patterns, evolution and stability. Chichester: Wiley, 2010. 670 p.
- [11] Mizushima J. Onset of the thermal convection in a finite two-dimensional box // J. Physical Society of Japan. 1995. Vol. 64. No. 7. Pp. 2420–2432.
- [12] Adachi T. Stability of natural convection in an inclined square duct with perfectly conducting side walls // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2006. Vol. 49. No. 13. Pp. 2372–2380.
- [13] Никитин А.И., Шарифулин А.Н. О бифуркациях стационарных режимов тепловой конвекции в замкнутой полости, порождаемых особенностью типа сборки Уитни // Процессы тепло- и массопереноса вязкой жидкости. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1986. С. 32–39.
- [14] Фоминский Д.А., Шарифулин А.Н. Численное определение границ существования аномального конвективного течения в наклоняемом цилиндре // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2013. № 2 (170). С. 191–196.
- [15] Шарифулин А.Н., Суслов С.А. Конвективные бифуркации несжимаемой жидкости в наклоняемой полости квадратного сечения // Матер. 10-й Междунар. конф. «Высокопро-

изводительные параллельные вычисления на кластерных системах» (НРС-2010). Пермь, 1–3 нояб. 2010 г. Пермь: Перм. гос. техн. ун-т, 2010. Т. 2. С. 315–319.

[16] Polezhaev V.I., Myakshina M.N., Nikitin

S.A. Heat transfer due to buoyancy-driven convective interaction in enclosures: Fundamentals and applications // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2012. Vol. 55. No. 1. Pp. 156–165.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

ШАРИФУЛИН Альберт Нургалиевич – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры прикладной физики Пермского национального исследовательского политехнического университета.

614990, Российская Федерация, г. Пермь, Комсомольский пр., 29
sharifulin@bk.ru

ПОЛУДНИЦИН Анатолий Николаевич – старший преподаватель кафедры общей физики Пермского государственного национального исследовательского университета.

614990, Российская Федерация, г. Пермь, ул. Букирева, 15
panam.48@mail.ru

Sharifulin A.N., Poludnitsin A.N. THE BORDERS OF EXISTENCE OF ANOMALOUS CONVECTION FLOW IN THE INCLINED SQUARE CYLINDER: NUMERICAL DETERMINATION.

The article is devoted to the study of bifurcations of stationary convection regimes in a closed, heated from below and tilted square cylinder filled with air for cases of heat-insulated and perfectly heat-conducting sidewalls. The temperature and velocity fields were obtained using grid method for inclinations from a horizontal position up to 30 degrees in the range of Rayleigh numbers up to 20-fold excess of its critical value. The limit angle of anomalous-flow existence in the cylinder with the heat-insulated walls was established to be about 3 times greater than that in the cylinder with the heat-conducting ones. In the case of the heat-conducting walls the maximum angle of the anomalous-flow existence reached 7.7 degrees at a 3.3-fold excess of the critical value of Rayleigh number.

THERMAL CONVECTION, INCLINATION OF THE CAVITY, ANOMALOUS FLOW, NUMERICAL SIMULATION.

REFERENCES

- [1] A.N. Sharifulin, A.N. Poludnitsin, A.S. Kravchuk, Laboratornoye modelirovaniye nelokalnogo vozniknoveniya tropicheskogo tsyklona [Laboratory-scale simulation of nonlocal generation of a tropical cyclone], ZhETF. 134 (6) (2008) 1269–1273.
- [2] J. Mizushima, O. Matsuda, Onset of 3D thermal convection in a cubic cavity, J. Phys. Soc. Japan. 66 (8) (1997) 2337–2341.
- [3] V.I. Polezhaev, Tepocheniye i teploobmen pri yestestvennoy konveksii gaza v zamknutoy oblasti posle poteri ustoychivosti gidrostaticheskogo ravnovesiya [Flow and heat transfer with natural convection of a gas in a closed region after loss of hydrostatic equilibrium stability], Izv. AS USSR. No. 5 (1968) 124–129.
- [4] V.D. Zimin, A.I. Ketov, Nadkriticheskiye konvektivnyye dvizheniya v kubicheskoy polosti [Supercritical convective motions in a cubic cavity], Izv. AS USSR, Mechanics of Fluid and Gases. No. 5 (1974) 110–114.
- [5] K.A. Cliffe, K.H. Winters, A numerical study of the cusp catastrophe for Benard convection in tilted cavities, J. Comp. Phys. 54 (3) (1984) 531–534.
- [6] A.N. Sharifulin, A.N. Poludnitsin, Eksperimentalnoye opredeleniye predelov sushchestvovaniya anomalnogo konvektivnogo techeniya v naklonyayemom kube [Experimental determination of limits of existence of anomalous convective currents in tilted cube], J. Appl. Mech. and Techn. Phys. 55 (3(325)) (2014) 103–112.
- [7] E.L. Tarunin, Vychislitelnyy eksperiment v zadachakh svobodnoy konveksii [Numerical experiment in free convection problems], Irkutsk, Izd-vo Irkutskogo un-ta, 1990.
- [8] R.V. Sagitov, A.N. Sharifulin, Ustoychivost statsionarnoy teplovoy konveksii v naklonyayemoy pryamougolnoy polosti v malomodovom priblizhenii [Stability of steady state thermal convection in a titled rectangular cavity in low-mode approach], Teplofizika i aeromekhanika. 15(2) (2008) 247–256.
- [9] J. Mizushima, Y. Hara, Routes to unicellular convection in a tilted rectangular cavity, J. Phys. Soc. Japan. 69 (8) (2000) 2371–2374.

[10] **M. Lappa**, Thermal convection: patterns, evolution and stability, Chichester, Wiley, 2010.

[11] **J. Mizushima**, Onset of the thermal convection in a finite two-dimensional box, *J. Phys. Soc. Japan.* 64 (7) (1995) 2420–2432.

[12] **T. Adachi**, Stability of natural convection in an inclined square duct with perfectly conducting side walls, *Intern. J. of Heat and Mass Transfer.* 49(13) (2006) 2372–2380.

[13] **A.I. Nikitin, A.N. Sharifulin**, О бифуркационных стационарных режимах теплового конвекции в замкнутой полости, порождаемых особенностью типа сбorkи Уитни [Concerning the bifurcations of steady-state thermal convection regimes in a closed cavity due to the Whitney folding-type singularity], In: *Protsessy teplo i massoperenosa v yazkoy zhidkosti*, Sverdlovsk, UNTs AS USSR, 1986, Pp. 32–39.

[14] **D.A. Fominskiy, A.N. Sharifulin**, Numerical

determination of the borders for existence of anomalous convective flow in a cylinder tilted, *St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics.* No. 2(170) (2013) 191–196.

[15] **A.N. Sharifulin, S.A. Suslov**, Конвективные бифуркации несжимаемой жидкости в наклоняемой полости квадратного сечения [Convective bifurcation of an incompressible fluid in a tilted square cavity], *Mater. 10th Intern. conf. “Vysokoproizvoditelnyye parallelnyye vychisleniya na klasternykh sistemakh” (NRS-2010)*, Perm, Nov. 1–3, 2010. Perm: Perm. Gos. Tekhn. Un-t. 2 (2010) 315–319.

[16] **V.I. Polezhaev, M.N. Myakshina, S.A. Nikitin**, Heat transfer due to buoyancy-driven convective interaction in enclosures: Fundamentals and applications, *International Journal of Heat and Mass Transfer.* 55(1) (2012) 156–165.

THE AUTHORS

SHARIFULIN Albert N.

Perm National Research Polytechnic University
29 Komsomolsky Ave., Perm, 614990, Russian Federation
sharifulin@bk.ru

POLUDNITSIN Anatoliy N.

Perm State University
15 Bukireva St., Perm, 614113, Russian Federation
panam.48@mail.ru