

УДК 532.517.4

Численный анализ вихревой динамики и нестационарного турбулентного теплообмена в квадратной каверне с подвижной крышкой*

С.А. Исаев¹, П.А. Баранов², А.Г. Судаков¹, Н.А. Мордынский¹

¹Санкт-Петербургский государственный университет гражданской авиации

²ОАО Аккумуляторная компания "Ригель"

E-mail: isaev3612@yandex.ru

В основе решения нестационарных уравнений Рейнольдса (URANS), замкнутых с помощью дифференциальных уравнений переноса сдвиговых напряжений (MSST), рассчитываются эволюция вихревой структуры в квадратной каверне с подвижной крышкой и нестационарный турбулентный теплообмен в воздушной среде при поддержании постоянных температур горячей подвижной и холодных неподвижных стенок ($Re = 5 \times 10^4$). Анализируются фазы развития динамического и теплового процессов.

Ключевые слова: конвективный теплообмен, вихревая динамика, турбулентность, циркуляционное течение, несжимаемая вязкая жидкость, квадратная каверна, URANS, MSST, пакет VP2/3.

ВВЕДЕНИЕ

Задача о циркуляционном течении несжимаемой вязкой жидкости в квадратной каверне, индуцированном движением с постоянной скоростью одной из стенок, является классической задачей гидромеханики, иллюстрирующей отрывные течения без массоподвода. Благодаря простоте постановки она давно превратилась в полигон для тестирования методов и расчетных алгоритмов вычислительной гидродинамики, моделей турбулентности и пакетов прикладных программ [1–3]. Так, например, в [4, 5] на основе решения этой задачи в стационарной постановке обосновывается приемлемость и предпочтительность модели переноса сдвиговых напряжений (MSST), предложенной Менгером [6].

В продолжение [4, 5] в настоящей работе анализируются вихревая динамика и нестационарный теплообмен в квадратной каверне с подвижной крышкой при числе Рейнольдса $Re = 5 \times 10^4$. Подобно ранее выполненным исследованиям циклических и переходных, вихревых и тепловых процессов при ламинарном и турбулентном

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты №№ 08-08-90001 и 08-01-00018) и Евросоюза по программе Framework-6 (проект VortexCell2050).

обтекании кругового цилиндра [7–10], автомобильного профиля “Фольксваген” вблизи подвижного экрана [11], накрытого кожухом цилиндра [12–14], толстого профиля ЭКИП (ЭКОлогия И Прогресс) с вихревыми ячейками [15] детально рассматриваются стадии формирования крупномасштабной вихревой структуры течения и эволюция температурных полей.

Следует подчеркнуть, что развиваемый подход к численному моделированию нестационарных турбулентных вихревых течений является по сути приближенным, упрощенным и не вполне адекватным физической природе рассматриваемого явления [16]. Осреднение по Рейнольдсу исходных уравнений Навье–Стокса нацеливает на воспроизводство осредненных характеристик турбулентного течения, причем значительная часть мелкомасштабных пространственных вихревых структур, в том числе нестационарных, оказывается исключенной из рассмотрения и их влияние, в некоторой степени, учитывается введением переменной — энергии турбулентных пульсаций. Также производится дальнейшее упрощение в постановке задачи, связанное с предположением о двумерном характере отрывного течения. Безусловно, что такой подход сильно упрощенный, инженерный. Однако его приемлемость обоснована [1–15].

КРАТКИЙ ГЕНЕЗИС ПРОБЛЕМЫ

Давний (более чем полувековой) интерес к численному моделированию циркуляционного течения вязкой несжимаемой жидкости в квадратной каверне с подвижной крышкой, как отмечалось в [1–3], обуславливается, прежде всего, простотой геометрии расчетной области и весьма скудными потребными вычислительными ресурсами для решения задачи. Не случайно первые расчеты этого характерного типа отрывных течений выполнены на основе уравнений Навье–Стокса, записанных в преобразованных переменных: завихренность — функция тока, и это способствовало экономии памяти электронно-вычислительных машин. Хотя ситуация с компьютерными ресурсами с тех времен изменилась кардинальным образом [17], указанный подход продолжает развиваться в современных численных исследованиях ламинарного стационарного течения в квадратной каверне при высоких числах Рейнольдса (порядка 2×10^4) [18] с акцентом на использование схем высокого порядка точности. И все же магистральное направление в конструировании расчетных процедур, нашедшее воплощение в специализированных и универсальных пакетах прикладных программ типа FLUENT, CFX, VP2/3, связано с решением уравнений Навье–Стокса и Рейнольдса в естественных переменных: декартовых составляющих скорости — давления [19].

Концепция, базирующаяся на нестационарных уравнениях Рейнольдса (URANS), по мнению автора работы [17], считается предпочтительной для численного моделирования турбулентных течений циклического типа, в особенности, встречающихся в практических приложениях. Расчет стационарного турбулентного течения в квадратной каверне в 80-90-х гг. выполнялся при замыкании RANS уравнениями двухпараметрической диссипативной модели турбулентности Лаундера–Сполдинга [20, 21], причем была проведена ее модификация, учитывающая влияние кривизны линий тока на характеристики турбулентности в рамках подхода Лещинера–Роди с измененной константой, равной 0,1 [1, 22]. В работах [4, 5] применяется модель переноса сдвиговых напряжений, предложенная в 1993 г. в работе [6], не требующая модификаций для отображения отрывных течений. Она оказывается предпочтительной по отношению к моделям типа $k-\epsilon$. Исследования нестационарных течений в каверне ограничиваются ламинарным режимом при умеренных величинах числа Рейнольдса ($Re = 10^3$) [22], а работы по нестационарному теплообмену в каверне при вынужденной конвекции отсутствуют вовсе.

РАСЧЕТНАЯ МЕТОДОЛОГИЯ

Методология расчета характеристик течения и теплообмена на структурированной сетке базируется на неявной факторизованной конечно-объемной процедуре решения уравнений Рейнольдса и энергии, в основных чертах разработанной в конце восьмидесятых годов [1]. Ее характерными особенностями являются: 1) запись исходных уравнений в обобщенных криволинейных координатах относительно приращений зависимых переменных, в частности, декартовых составляющих скорости, 2) основанная на концепции расщепления по физическим процессам процедура коррекции давления SIMPLEC, дополненная монотонизацией по Рхи-Чоу для центрированного расчетного шаблона (с выбранным из численных экспериментов коэффициентом релаксации, равным 0,1), 3) аппроксимация конвективных членов уравнений в явной части уравнений по одномерному аналогу квадратичной противоточной схемы Леонарда для уменьшения влияния численной диффузии, весьма существенной для рассматриваемого типа течений с развитыми отрывными зонами, 4) представление конвективных членов уравнений переноса в неявной части по противоточной схеме с односторонними разностями, позволяющее повысить устойчивость вычислительной процедуры, 5) применение метода неполной матричной факторизации (упрощенная версия SIP) для решения разностных уравнений. По перечисленным оригинальным элементам развитая методология отличается от аналогов [23].

Таким образом, уравнения Рейнольдса, замкнутые с помощью MSST, и уравнение энергии решаются конечно-объемной факторизованной процедурой, реализованной в пакете VP2/3.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Моделирование нестационарного турбулентного циркуляционного течения вязкой несжимаемой жидкости и теплообмена в квадратной каверне с подвижной границей представляет одну из простейших по постановке задач. Решение задачи ищется в ограниченной стенками расчетной области, на которых задаются условия прилипания (рис. 1, *a*). Размер границы L , скорость ее перемещения U , плотность ρ и динамическая вязкость μ жидкости, заполняющей квадратную полость, выбираются в качестве характерных параметров. Определенное по указанным параметрам

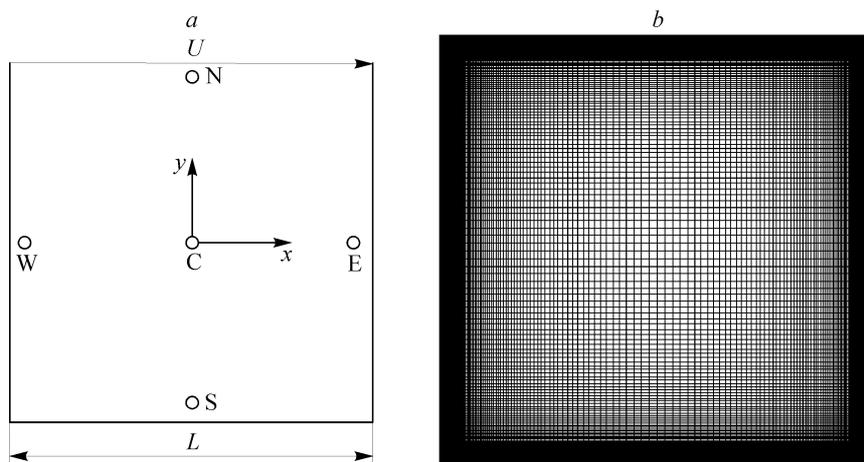


Рис. 1. Схема расчетной области с заданными контрольными точками (*a*) и расчетная сетка (*b*).

число Рейнольдса Re принимается равным 5×10^4 , которое соответствует экспериментальному значению [20]. Центр декартовых координат x, y совпадает с центром каверны. Рабочая среда — воздух. Число Прандтля задается равным 0,7. Подвижная стенка поддерживается при температуре $T = 1$, т. е. полагается горячей. Остальные стенки холодные и их температура $T = 0$ в течение всего времени процесса. В начальный момент движение в каверне отсутствует, т. е. жидкость покоится. В дальнейшем циркуляционное течение в расчетной области развивается за счет напряжения трения на подвижной крышке.

Таким образом, в качестве начальных условий при $t = 0$ течение жидкости в каверне полагается заторможенным ($p = u = v = 0$), а газ — “горячим” с температурой, равной температуре нагретой подвижной стенки. Энергия турбулентности принимает фоновые значения $k = 10^{-6}$, а масштаб турбулентности равен характерному размеру. Шаг по времени Δt задается равным 0,02. Турбулентное число Прандтля принимает значение 0,9.

Как известно [5], турбулентное течение в каверне при высоких числах Рейнольдса характеризуется формированием разномасштабных структурных элементов: первичного, вторичного и третичного вихрей, весьма тонких пограничных слоев. Для их отображения с высокой точностью необходимы подробные расчетные сетки с мелкими пристеночными шагами δ (около стенки y^+ порядка 1), принимая во внимание, что уравнения Рейнольдса замыкаются уравнениями низкорейнольдсовой SST-модели турбулентности. Представленная на рис. 1, b структурированная неравномерная (200×200) сетка со сгущением узлов у стенок с размером δ , равным 5×10^{-4} , выбирается на основе тестовых исследований [4]. Максимальный шаг сетки δ_m при этом принимает значение 0,0183. Согласно [4] выбранная сетка позволяет получить вполне приемлемые по точности результаты.

Опыт расчетов циркулирующего в квадратной каверне потока вязкой жидкости [1–5, 18, 19, 22] показывает, что в качестве исследуемых интегральных и локальных характеристик течения целесообразно выбрать, в первую очередь, максимальную величину функции тока ψ_{\min} , профили продольной $u(y)$ и поперечной $v(x)$ составляющих скорости в срединных сечениях каверны. Величина ψ_{\min} характеризует расход жидкости, вовлекаемой в движение перемещением с постоянной скоростью U верхней границы. Этот параметр давно рассматривается как показатель точности численных прогнозов и служит для оценки приемлемости расчетных алгоритмов. Кроме того, представляет интерес проследить эволюцию вихревой структуры, картин изотерм и изолиний турбулентных характеристик течения в каверне. Анализируются картины линий тока, построенные в заданные моменты времени с шагом 0,003 при $\psi < 0$ и 0,0002 при $\psi > 0$, картины изолиний вихревой вязкости, проведенные с шагом 2×10^{-5} , и картины изотерм, построенные с шагом 0,04.

Подобно исследованию конвективного теплообмена при нестационарном обтекании кругового цилиндра [7], в расчетной области выбираются точки пространства, в которых записываются локальные параметры потока — u, p , характеристики турбулентности — $k, Re \times \nu_t$ и температура T . Это центральная ((1) — $C(x = 0, y = 0)$) и пристеночные ((2) — $N(0, 0,47)$, (3) — $S(0, -0,47)$, (4) — $E(0,47, 0)$, (5) — $W(-0,47, 0)$) точки расчетной области (см. рис. 1, a). Кроме того, выводятся зависимости от времени экстремальных характеристик — минимальных величин u_{\min} (6) и функции тока ψ_{\min} (7), которые характеризуют интенсивность течения в первичном крупномасштабном вихре.

Процесс вихреобразования в каверне можно разделить на четыре фазы: I — начальную, связанную с формированием первичного вихря, II — вторую, когда образуется система угловых вихрей, III — третью, с ярко выраженной прецессией первичного вихря, IV — с установлением структуры течения и температурного поля.

НАЧАЛЬНАЯ ФАЗА

Аналогично описанию процесса формирования вихревой структуры при внезапном начале движения автомобильного профиля, расположенного вблизи плоской стенки [2, 11], характерной особенностью этой “ударной” фазы является возникновение так называемого разгонного вихря. В данной задаче такой высокоинтенсивный вихрь образуется в верхнем правом углу каверны, в зоне взаимодействия потока, разогнанного движущейся крышкой, с боковой стенкой (рис. 2). Минимальная величина продольной компоненты скорости фактически определяет интенсивность этого маломасштабного вихря. Следует отметить, что уже при $t = 0,02$ величина $|u_{\min}|$ составляет 0,14 и далее быстро увеличивается, достигая к моменту $t = 1$ значения 0,35 (рис. 3, *a*).

Формирование вихря сопровождается сильными возмущениями, причем волны избыточного давления (повышенного и пониженного) (см. рис. 3, *b*) оказываются синхронными во всех выделенных точках каверны, так что течение

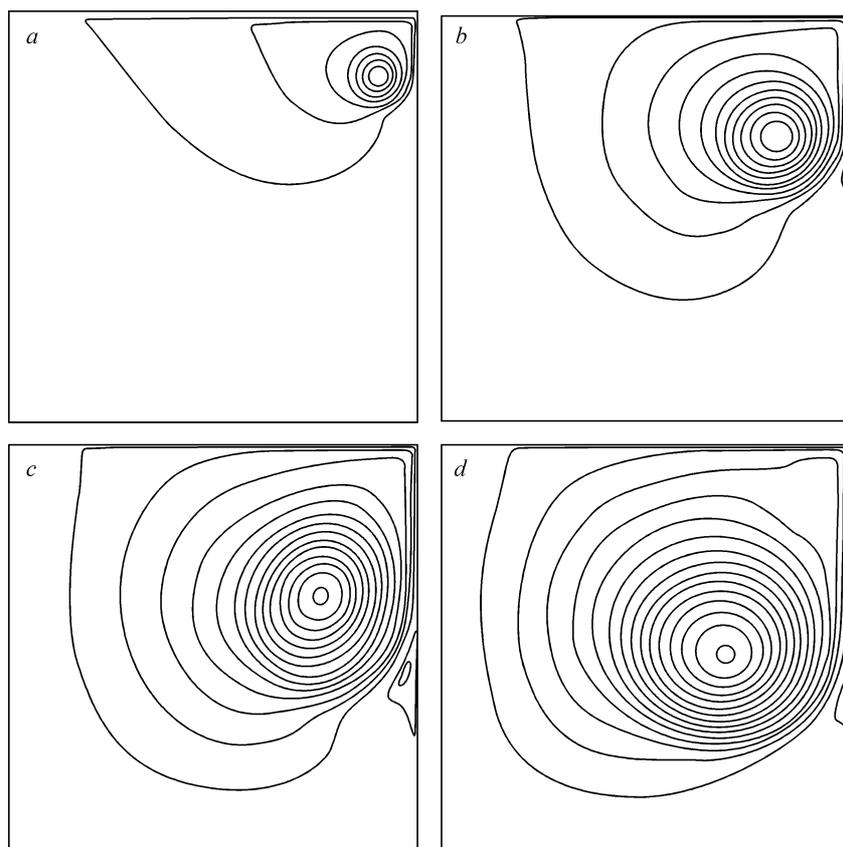


Рис. 2. Эволюция картин линий тока (*a–d*) в начальной фазе развития динамических и тепловых процессов.

$t = 2,5$ (*a*), 6,5 (*b*), 10,5 (*c*), 14,5 (*d*).

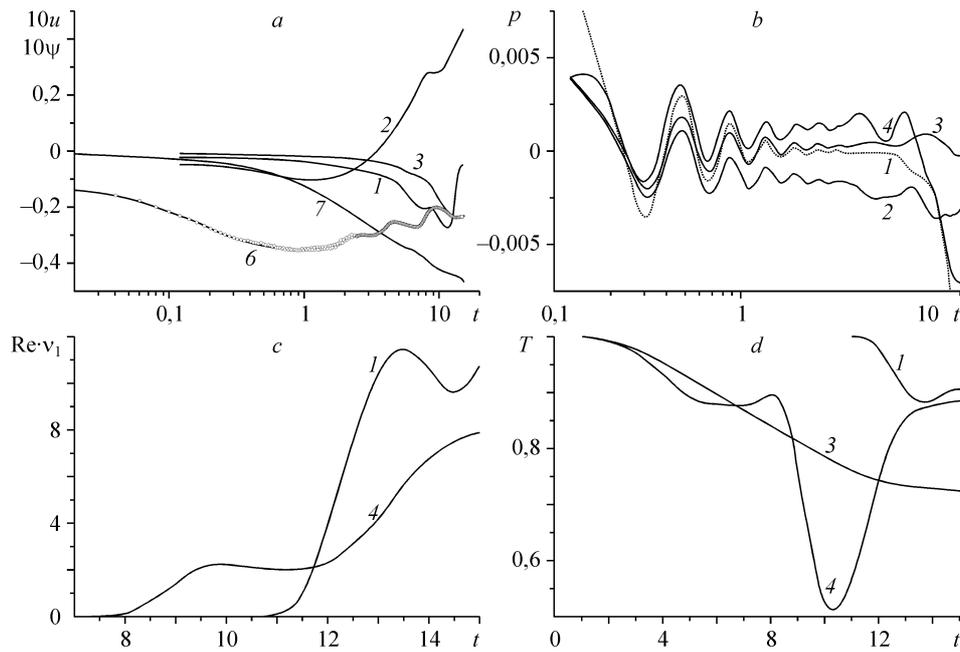


Рис. 3. Увеличенные десятикратно, за исключением u_{\min} , зависимости $u(t)$ в заданных точках области и $\psi_{\min}(t)$ (a), распределения во времени давления (b), отмасштабированной вихревой вязкости (c) и температуры (d) в заданных точках.

в области в целом отсутствует. Амплитуды колебаний давления быстро уменьшаются и, начиная с $t = 1$, оно выходит на некоторый уровень, характерный для рассматриваемой точки. Так, в окрестности подвижной стенки в срединном сечении (N) наблюдается область пониженного давления, скорее всего, связанная с образовавшимся у правой стенки вихрем, а у правой границы в срединной плоскости (E) давление остается несколько повышенным, пока в эту зону не попадет крупномасштабный вихрь.

Как следует из рис. 2, возникший вихрь со временем ($t > 2$) растет и постепенно опускается ко дну каверны. Первая фаза развития процесса условно ограничивается моментом начала взаимодействия вихря с нижней стенкой. Наряду с монотонным увеличением по модулю ψ_{\min} наблюдается прогрессирующее волнообразное снижение $|u_{\min}|$, причем его величина в начальной фазе не опускается ниже уровня 0,2 (см. рис. 3, a). Как следует из рис. 3, c, сильные возмущения в точках E и C возникают, начиная с моментов $t = 8$ и 11 соответственно. Зависимости вихревой вязкости от времени в выделенных точках носят возрастающий волнообразный характер, причем максимальная величина v_t в точке E при $t = 12,5$ на порядок превышает коэффициент ламинарной вязкости ($1/Re$). Охлаждение области каверны напрямую связано с движением вихря (см. рис. 3, d): в точке E начиная с $t = 8$ наблюдается стремительное убывание температуры, в то время как в других точках (C и S) изменения T невелики. Протяженность первой фазы — 14,5.

Еще две особенности процесса формирования течения в начальной фазе необходимо отметить. Первая из них связана с образованием вторичного вихря у правой стенки в результате взаимодействия с ней отходящего первичного вихря (см. рис. 2). Этот вихрь претерпевает изменения, сначала увеличиваясь в размерах, а затем уменьшаясь практически до полного исчезновения. Второе наблюдение касается эволюции сдвигового слоя на подвижной крышке. Как следует из рис. 3, a,

продольная составляющая скорости в точке N сначала становится отрицательной, т.е. имеет место слабое течение жидкости от правой боковой стенки. А затем она меняет знак и монотонно возрастает, что свидетельствует о постепенном утолщении сдвигового слоя, формируемого подвижной границей.

Возникший мелкомасштабный вихрь представляет собой неоднородное турбулентное пятно. Его центральная часть близкой к кругу формы, совпадающая с ядром вихря, характеризуется локальным минимумом v_r , в то время как в окружающей кольцевой окрестности уровень вихревой вязкости значительно превосходит величины v_r в ядре и в пограничных слоях на подвижной и боковой стенках. По мере развития процесса имеет место вытягивание оторвавшегося с боковой стенки пограничного слоя в отошедший на небольшое расстояние от стенки крупномасштабный вихрь, что приводит к возникновению двух максимумов в радиальном (от центра) распределении v_r в периферийной части вихря. При этом турбулентная вязкость в вихре быстро увеличивается.

II ФАЗА. ВТОРИЧНЫЕ ВИХРИ

Вторая фаза процесса вихреобразования и теплообмена протяженностью от 15 до 40 связывается с формированием угловых вихрей (рис. 4, 5). Сначала образуется угловой вторичный вихрь у правой стенки (t порядка 20–25), затем угловой нижний вихрь у левой стенки (t порядка 30), и наконец возникает угловой вихрь в районе подвижной крышки (t порядка 35–40). Следует отметить, что размеры вторичных вихрей быстро стабилизируются. В результате вихревое движение охватывает всю область каверны. Как следует из рис. 5, *a*, расход жидкости в первичном вихре нарастает до $t = 25$, а потом наступает пауза (почти на 7 единиц), в течение которой величина ψ_{\min} остается практически неизменной (на уровне $-0,053$). В этот период также мало изменяется u_{\min} (в диапазоне от $-0,225$ до $-0,21$), как и интенсивность самого вихря. Фактически в указанный период заканчивается формироваться система вторичных угловых вихрей в нижней части каверны. В дальнейшем наряду с тенденцией к увеличению расходной характеристики, вовлекаемой в возвратно-циркуляционное движение жидкости, наблюдается волнообразное слабое изменение u_{\min} , практически совпадающее с зависимостью $u(t)$ в точке S.

В начале второй фазы продольная составляющая скорости u в центре каверны близка к нулю до $t < 17$, а далее начинает совершать волнообразные изменения, достигая при $t = 30$ локального максимума, равного 0,07, и меняя знак при $t = 36$. Указанные моменты времени коррелируют с завершением формирования вторичных вихрей в нижних углах и началом образования углового вихря у подвижной стенки. Интересно отметить, что в период с 18 до 25 параметр $u(t)$ в точке N у верхней стенки снижается с 0,05 до 0,025, что свидетельствует о временном утончении развивающегося на стенке пограничного слоя. Впрочем, в дальнейшем $u(t)$ в этой точке волнообразно и монотонно возрастает, достигая при $t = 40$ значения 0,19.

Колебания давления в заданных точках каверны на протяжении II фазы (см. рис. 5, *b*) в целом коррелируют по положению локальных экстремумов, хотя сами давления в точках существенно различаются между собой. Так, в центре каверны имеет место наибольшее падение избыточного давления. Второй по величине уровень пониженного давления оказывается у правой стенки, а вот пониженные давления в точках S, W, N на завершающем этапе второй фазы связывается

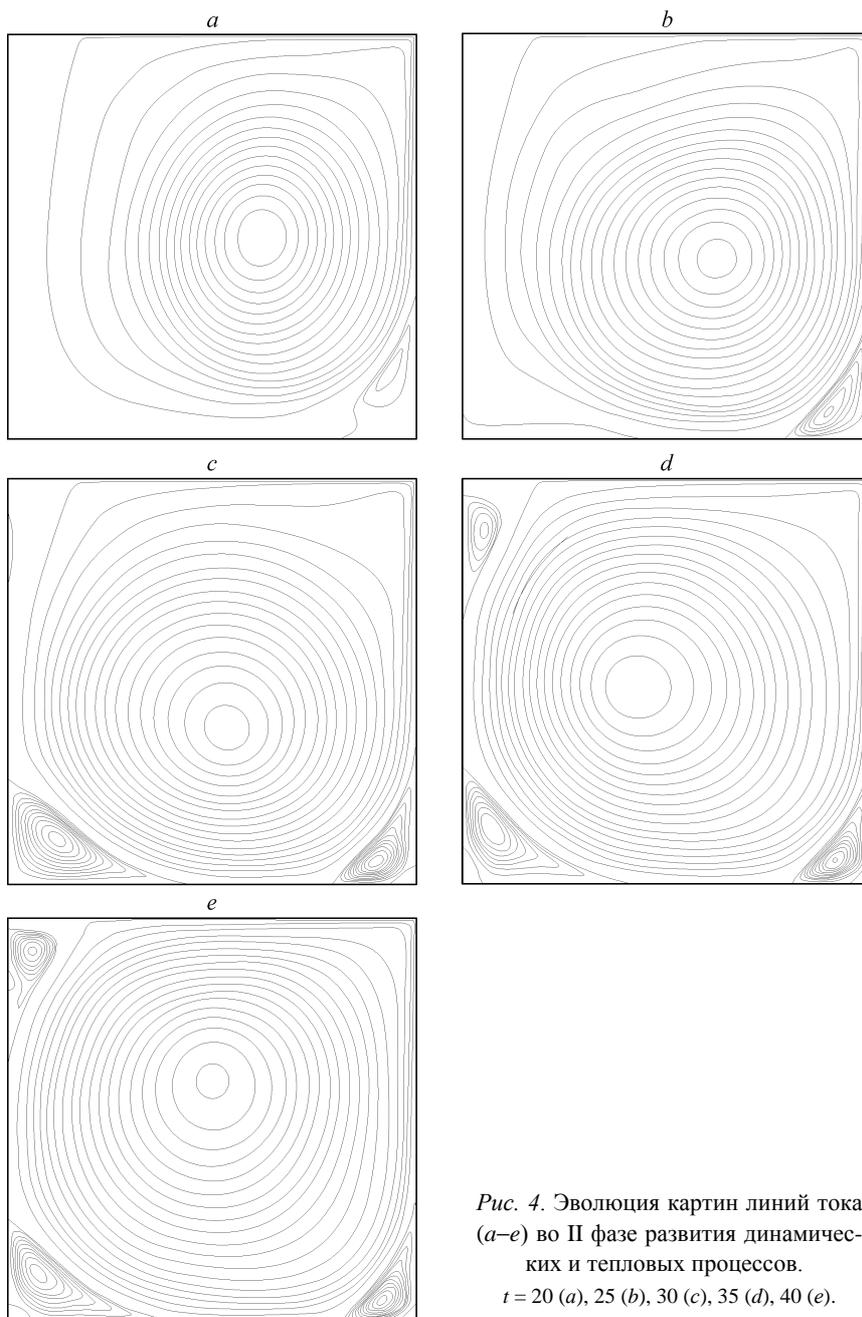


Рис. 4. Эволюция картин линий тока (a–e) во II фазе развития динамических и тепловых процессов.
 $t = 20$ (a), 25 (b), 30 (c), 35 (d), 40 (e).

с перемещением крупномасштабного вихря и формированием течения, охватывающего все пространство каверны.

На рис. 5, c, d демонстрируется последовательный запуск выставленных датчиков, когда турбулентное пятно крупномасштабного вихря достигает точки их размещения (сначала S, потом W, и, наконец, N). Интересно, что уровень турбулентной вязкости в центре каверны остается практически неизменным.

Рис. 5, e, показывает формирование температурной волны, которая, проходя последовательно через точки S, W, N, сначала усиливается, а потом затухает (амплитуда волны определяется перепадом локальной температуры и $T = 1$). В то

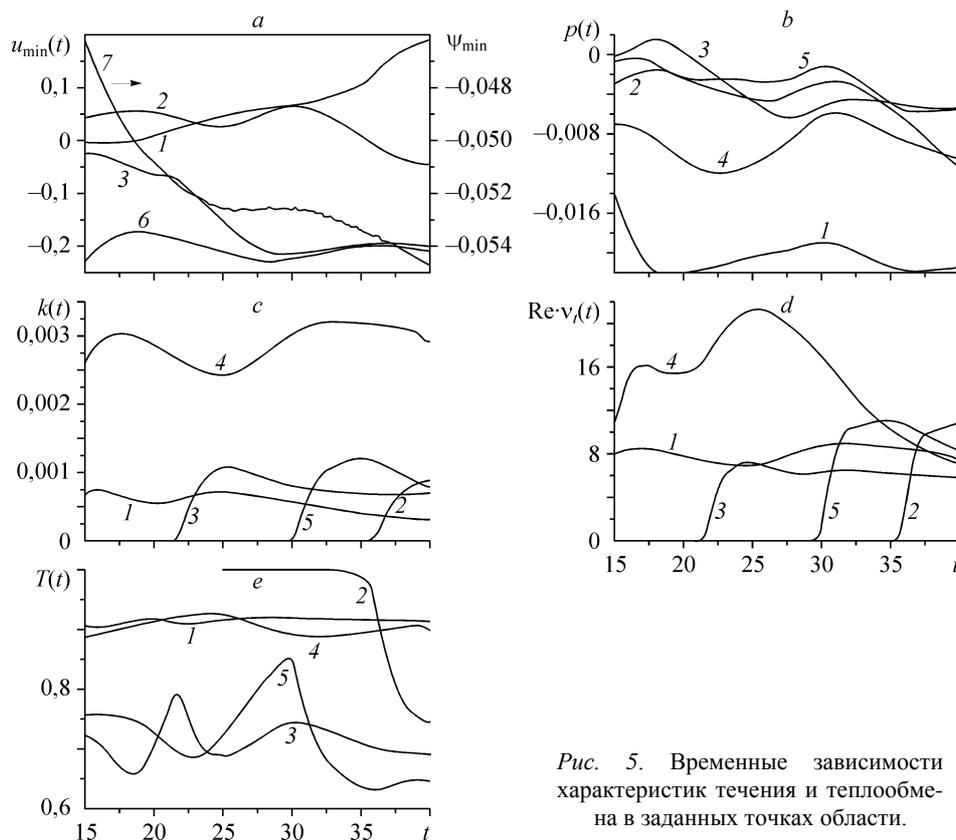


Рис. 5. Временные зависимости характеристик течения и теплообмена в заданных точках области.

же время температура в центре области и у правой границы (точки С и Е) практически не изменяется (T остается порядка 0,9).

III ФАЗА. ПРЕЦЕССИЯ ВИХРЯ

Третья фаза связывается с прецессией крупномасштабного центрального вихря и продолжается от 40 до примерно 140 (рис. 6). Затухающие колебания положения центра вихря и синусоидальные изменения $u(t)$ в центре каверны (см. рис. 6, *a, f*) сопровождаются неожиданной пульсацией расхода, т. е. заметным уменьшением массы вовлекаемой в циркуляционное движение вязкой жидкости примерно с $t = 50$ до 86. При этом в указанный временной интервал укладываются два периода колебаний $u(t)$ в точке С, т. е. с вращением крупномасштабного вихря эффект уменьшения расхода циркулирующего в каверне потока не связан. Его причину следует искать в поведении характеристик турбулентности в центральной части каверны. Как следует из рис. 6, *c, d*, на временном отрезке 50–70 реализуется своеобразная накачка турбулентности ядра вихря, которая иллюстрируется локальными максимумами в зависимостях $k(t)$ и $v_r(t)$. Одновременно в центральной зоне каверны происходит постепенное снижение уровней турбулентности и турбулентной вязкости. Очевидно, что течение в центральной части каверны становится все менее вязким (имея ввиду вихревую, а не ламинарную вязкость), т. е. первичный вихрь постепенно становится идеальным и вихревая вязкость в нем падает ниже уровня ламинарной. В этом смысле гипотеза Бэтчелора о сепарации циркуляционного течения в каверне с подвижной крышкой на невязкое ядро и окружающий его пограничный слой остается справедливой и в турбулентном режиме

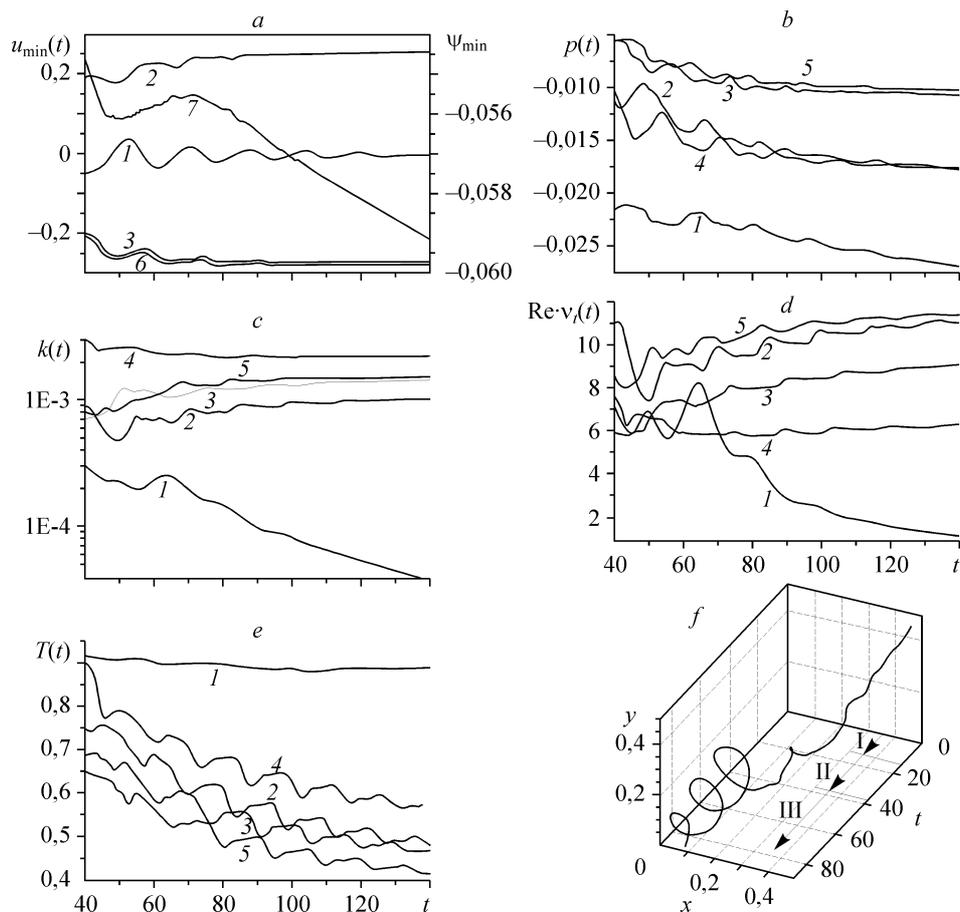


Рис. 6. Временные зависимости в заданных точках области, а также изменение положения центра первичного вихря с течением времени с указанием фаз разбиения процесса (f).

течения [1]. Вообще движение в окружающем ядро турбулентном слое, содержащем вторичные и третичные отрывные зоны, стабилизируется уже в пределах третьей фазы. Об этом свидетельствуют близкие к монотонным распределения параметров потока и характеристик турбулентности в выбранных пристеночных точках (см. рис. 6, a–d). Все они стремятся к асимптотическим значениям.

Теплообмен в каверне в третьей фазе характеризуется сохранением температуры в “горячем” ядре и монотонным падением ее в пристеночных слоях (см. рис. 6, e).

IV ФАЗА. СТАБИЛИЗАЦИЯ

Последняя фаза самая длительная (тянется несколько тысяч единиц ~ 3500). Несколько неясным выглядит начальная граница этой фазы процесса. Как следует из показанного на рис. 7, a распределения десятикратно увеличенного $u(t)$ в точке С, построенного в логарифмических координатах, ярко выраженные колебания, иллюстрирующие прецессию центра вихря, заканчиваются в интервале времени от 100 до 200, так что принятая граница $t = 140$ представляется вполне приемлемой.

Вихревая структура в каверне на протяжении всей фазы остается неизменной, однако расход в первичном вихре, измеряемый ψ_{\min} , возрастает весьма существенно (почти на 15 %) (см. рис. 7, b). При этом u_{\min} практически не изменяется и хорошо коррелирует с решением стационарной задачи (см. рис. 7, a).

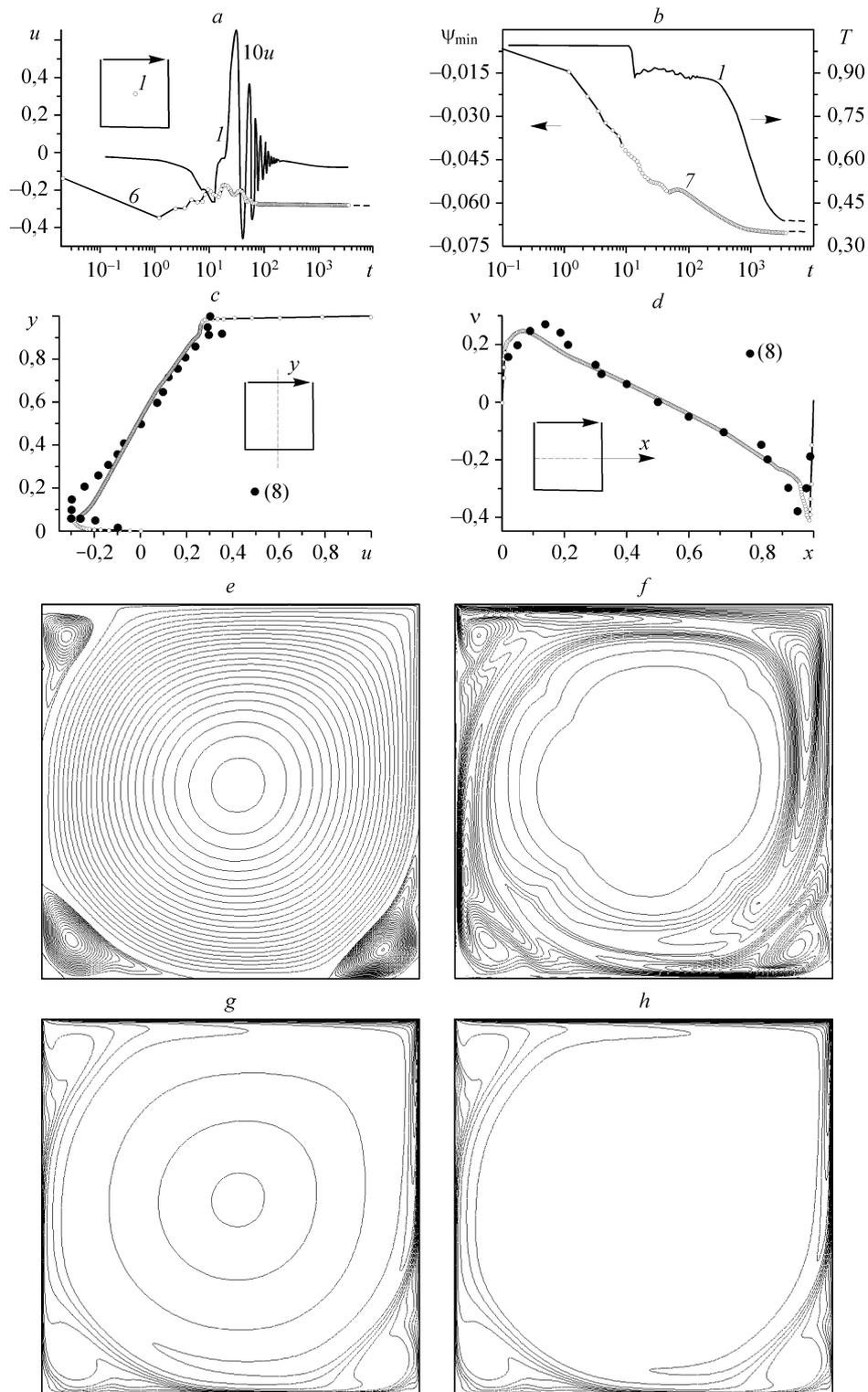


Рис. 7. Увеличенная десятикратно, за исключением u_{\min} , зависимость $u(t)$ в центре области (а), $\Psi_{\min}(t)$ и $T(t)$ в центральной точке (б), сравнение рассчитанных в момент времени $t = 1600$ профилей (сплошные линии) $u(y)$ (с) и $v(x)$ (д) в срединных сечениях каверны с экспериментальными данными (8) [20], а также картины линий тока (е) и изолиний вихревой вязкости (ф) в тот же момент времени. Картины изотерм при $t = 1600$ и 3000 соответственно (г, h). Штриховые линии соответствуют решению стационарной задачи.

Установление течения происходит примерно к моменту времени $t = 1500$. Практически оказываются неразличимыми решения нестационарной и стационарных задач (см. рис. 7, *c, d*), причем, как и в [5], рассчитанные профили продольной и поперечной составляющих скорости в срединных сечениях каверны удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными [21].

Приведенные на рис. 7, *e, f* картины установившихся вихревых структур и изолиний вихревой вязкости также хорошо сочетаются с ранее полученными решениями стационарной задачи [5]. Интересно сопоставить их между собой, чтобы лучше понять принципы самоорганизации турбулентных отрывных течений. В этом смысле целесообразно еще раз обратиться к весьма продуктивной гипотезе Бэтчелора о формировании в каверне при предельно высоких числах Рейнольдса ядра с постоянной завихренностью, окруженного тонким пограничным слоем. Ядро вихря представляется как зона, в которой влияние вязкости является малым, т. е. течение эффективно невязкое (ламинарное при высоких числах Re). Следуя этой логике, любой вихрь состоит из эффективно невязкого ядра и кольцевого турбулентного сдвигового слоя. В данном случае, когда циркуляционное движение жидкости в каверне возникает благодаря перемещению с постоянной скоростью верхней стенки, вдоль нее развивается пристеночная струя, в которой сочетаются весьма тонкий пограничный слой и неоднородный сдвиговый поток, сформировавшийся вокруг крупномасштабного первичного, охватывающего всю ширину и высоту области, вихря. Как отмечалось в [5, 19], набегающий на правую боковую стенку поток имеет два максимума скорости, т.е. существенно отличается от профиля Куэтта в канале с движущейся верхней стенкой. Как следствие, в безотрывном течении у верхней подвижной границы имеет место весьма толстый (порядка 0,1) слой вихревой вязкости (см. рис. 7, *f*), отделяющий стенку от эффективно невязкого ядра вихря. Аналогично в окрестности правой границы также формируется пристеночная струя, в которой сочетаются разномасштабные слои (пограничный внутренний и сдвиговый внешний). Правый и левый угловые вихри, а также верхний угловой вторичный вихрь в форме треугольников с криволинейными гипотенузами, фактически являющиеся направляющими элементами для течения в первичном вихре, занимают значительное пространство каверны. Линии тока, соединяющие точки отрыва и присоединения потока, разделяют области с различными уровнями вихревой вязкости. Ядра вторичных вихрей совпадают с зонами минимальных величин v_p , т. е. обладают незначительной вихревой вязкостью. Следует отметить, что третичные вихри, как угловые, так и располагающиеся на неподвижных стенках внутри вторичных вихрей, фактически являются эффективно невязкими и зоны их расположения легко наблюдаются на картине изолиний v_r . Таким образом, проведенные расчеты подтверждают справедливость гипотезы Бэтчелора с поправкой на то обстоятельство, что эффективно невязкое (фактически ламинарное) ядро вихря окружено не тонким пограничным слоем, а довольно толстым сдвиговым.

Ядро практически идеального (постоянной завихренности — по Бэтчелору) первичного вихря охлаждается и становится изотермическим с $T = 0,39$ (см. рис. 7, *b, g, h*). Однако процесс охлаждения растягивается на очень длительный период (порядка 3000–3500), причем проходит он при давно сформировавшемся и неизменном во времени поле скоростей. Важно отметить, что в окружающем медленно остывающее ядро первичного вихря сдвиговым слое температурное поле устанавливается довольно быстро (к моменту $t = 1000$).

Четвертая фаза процесса, таким образом, в основном касается теплообмена. Температура в ядре воздушного вихря меняется в 2,5 раза, в то время как интенсивность возвратного течения в каверне, как отмечалось ранее, увеличивается в пределах 15 %.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Детально анализируется нестационарный турбулентный теплообмен в квадратной каверне с подвижной крышкой в рамках подхода URANS при решении конечно-объемным факторизованным методом уравнений Рейнольдса, замкнутых с содействием MSST, с помощью пакета VP2/3. Акцент в проведенном исследовании сделан на классификации характерных фаз гидродинамического и теплового процессов, на установлении взаимосвязи эволюции вихревой структуры низкоскоростного воздушного течения и трансформации полей турбулентной вязкости и температуры при фиксированном числе Рейнольдса 5×10^4 и при поддержании постоянных температур горячей подвижной границы и холодных неподвижных стенок.

Установлены четыре фазы развития гидродинамических и тепловых процессов в каверне. Начальная фаза связана с “ударным стартом” (его влияние прослеживается в течение $t = 1$) и формированием высокоинтенсивного турбулентного малогабаритного вихря, который, развиваясь, к моменту $t = 15$ отходит от правой боковой стенки и опускается к дну каверны. Вторая фаза иллюстрирует формирование вихревой системы, состоящей из центрального первичного и вторичных угловых вихрей. Ее продолжительность — 25. Времена начала образования правого, левого и верхнего угловых вихрей составляют примерно 25, 30, 35. Следующая выделенная III фаза связана с прецессией центрального вихря. Этой фазе уделено особое внимание, поскольку обнаружен эффект пульсации расхода в турбулентном крупномасштабном вихре. Продолжительность фазы ориентировочно определена как 100. В конце ее положение центрального вихря стабилизируется, и последующие изменения происходят фактически при замороженной структуре течения. Четвертая фаза — самая длительная и занимающая несколько тысяч единиц времени (порядка 3500). Это фаза стабилизации полей скорости и температуры. В первую очередь устанавливаются поля турбулентных характеристик и, в том числе, поле вихревой вязкости (примерно к $t = 1000$). Затем к моменту t порядка 1500 стабилизируется картина течения и поле скорости. И, наконец, самое длительное время занимает процесс остывания ядра первичного вихря. Интересно, что в последней фазе температура в ядре вихря меняется в 2,3 раза, в то время как интенсивность течения в нем увеличивается всего на 15 %.

ОБОЗНАЧЕНИЯ

Re, Pr — числа Рейнольдса и Прандтля,	ω — удельная скорость диссипации турбулентности, обезразмеренная по U/L ,
U — скорость движения стенки, м/с,	t — время, в долях L/U ,
L — длина стороны каверны, м,	x, y — декартовы координаты, в долях L ,
T — температура, град.,	u, v — декартовы составляющие скорости, в долях U ,
ρ — плотность, кг/м ³ ,	ψ — функция тока, в долях UL ,
μ — вязкость, кг/(м с),	ν_t — вихревая вязкость,
k — энергия турбулентных пульсаций, обезразмеренная по U^2 ,	

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Белов И.А., Исаев С.А., Коробков В.А. Задачи и методы расчета отрывных течений несжимаемой жидкости. — Л.: Судостроение, 1989. — 256 с.
2. Управление обтеканием тел с вихревыми ячейками в приложении к летательным аппаратам интегральной компоновки / Под ред. А.В. Ермишина и С.А. Исаева. — М.: МГУ, 2003. — 360 с.
3. Быстров Ю.А., Исаев С.А., Кудрявцев Н.А., Леонтьев А.И. Численное моделирование вихревой интенсификации теплообмена в пакетах труб. — СПб.: Судостроение, 2005. — 398 с.

4. **Исаев С.А., Баранов П.А., Кудрявцев Н.А., Лысенко Д.А., Усачов А.Е.** Комплексный анализ моделей турбулентности, алгоритмов и сеточных структур при расчете циркуляционного течения в каверне с помощью пакетов VP2/3 и FLUENT. Часть 1. Влияние схемных факторов // Теплофизика и аэромеханика. — 2005. — Т. 12, № 4. — С. 587–608.
5. **Исаев С.А., Баранов П.А., Кудрявцев Н.А., Лысенко Д.А., Усачов А.Е.** Комплексный анализ моделей турбулентности, алгоритмов и сеточных структур при расчете циркуляционного течения в каверне с помощью пакетов VP2/3 и FLUENT. Часть 2. Оценка адекватности моделей // Теплофизика и аэромеханика. — 2006. — Т. 13, № 1. — С. 63–73.
6. **Menter F.R.** Zonal two equation $k-\omega$ turbulence models for aerodynamic flows // AIAA Paper. — 1993. — № 93-2906. — 21 p.
7. **Исаев С.А., Леонтьев А.И., Кудрявцев Н.А., Баранова Т.А., Лысенко Д.А.** Численное моделирование нестационарного теплообмена при ламинарном поперечном обтекании кругового цилиндра // Известия РАН. Теплофизика высоких температур. — 2005. — Т. 43, № 5. — С. 745–758.
8. **Исаев С.А., Баранов П.А., Кудрявцев Н.А., Жукова Ю.В.** Численное моделирование нестационарного теплообмена при турбулентном обтекании кругового цилиндра. Часть 1. Методическое исследование // Теплофизика и аэромеханика. — 2005. — Т. 12, № 1. — С. 27–39.
9. **Исаев С.А., Баранов П.А., Кудрявцев Н.А., Жукова Ю.В.** Численное моделирование нестационарного теплообмена при турбулентном обтекании кругового цилиндра. Ч. 2. Анализ автоколебательного режима // Теплофизика и аэромеханика. — 2005. — Т. 12, № 2. — С. 271–283.
10. **Исаев С.А., Баранов П.А., Кудрявцев Н.А., Лысенко Д.А., Усачов А.Е.** Сравнительный анализ пакетов VP2/3 и FLUENT при расчете нестационарного обтекания кругового цилиндра с использованием моделей турбулентности Спаларта-Аллмареса и Ментера // Инженерно-физический журнал. — 2005. — Т. 78, № 6. — С. 148–162.
11. **Исаев С.А., Кудрявцев Н.А., Усачов А.Е., Харченко В.Б.** Численное моделирование нестационарного турбулентного обтекания автомобильного профиля вблизи подвижного экрана // Инженерно-физический журнал. — 2002. — Т. 75, № 6. — С. 94–99.
12. **Жданов В.Л., Исаев С.А., Нимани Х.Ю.** Управление ближним следом за круговым цилиндром при выдуве низконапорных струй // Инженерно-физический журнал. — 2001. — Т. 74, № 5. — С. 36–38.
13. **Isaev S.A., Zhdanov V.L., Niemann H.-J.** Numerical study of the bleeding effect on the aerodynamic characteristics of a circular cylinder // J. Wind Eng. Ind. Aerodyn. — 2002. — Vol. 90, Iss. 11. — P. 1217–1226.
14. **Isaev S.A., Zhdanov V.L.** Control of cylinder drag and lift force amplitude in turbulent crossflow // Proc. IUTAM Symposium on Integrated Modeling of Fully Coupled Fluid Structure Interactions Using Analysis, Computations and Experiments / Eds. H. Benaroya and T. Wei. Kluwer — Academic Publishers. — 2003. — P. 425–437.
15. **Исаев С.А., Баранов П.А., Кудрявцев Н.А., Пышный И.А., Харченко В.Б.** Численное моделирование нестационарного турбулентного обтекания толстого профиля с вихревыми ячейками при включении отсоса с поверхности центральных тел // Аэромеханика и газовая динамика. — 2002. — № 3. — С. 3–15.
16. **Shankar P. N., Deshpande M. D.** Fluid mechanics in the driven cavity // Ann. Rev. Fluid Mech. — 2000. — Vol. 32. — P. 93–136.
17. **Rodi W.** Simulation of turbulence in practical flow calculations // Proceedings of European Congress on Computational Methods in Applied Sciences and Engineering, Barcelona. — 2000. — 22 p.
18. **Erturk E., Corke T.C., Gokcol C.** Numerical solution of 2-D steady incompressible driven cavity flow at high Reynolds numbers // Inter. J. Numer. Meth. Fluids. — 2005. — Vol. 48. — P. 747–774.
19. **Исаев С.А., Судаков А.Г., Лучко Н.Н., Сидорович Т.В.** Численное моделирование ламинарного циркуляционного течения в квадратной каверне с подвижной границей при высоких числах Рейнольдса // Инженерно-физический журнал. — 2002. — Т. 75, № 1. — С. 54–60.
20. **Launder B.E., Spalding D.B.** The numerical computation of turbulent flow // Comp. Meth. Appl. Mech. Eng. — 1974. — Vol. 3, No. 2. — P. 269–289.
21. **Методы расчета турбулентных течений** / Под ред. В. Колльмана. — М.: Мир, 1984. — 464 с.
22. **Исаев С.А., Усачов А.Е.** Численное моделирование отрывных течений в задачах внутренней аэродинамики // Промышленная аэродинамика. — М.: Машиностроение, 1991. — Вып. 4, № 36. — С. 43–75.
23. **Ferziger J.H., Peric M.** Computational methods for fluid dynamics. Berlin, Heidelberg. — 1999. — 389 p.

Статья поступила в редакцию 12 апреля 2007 г.