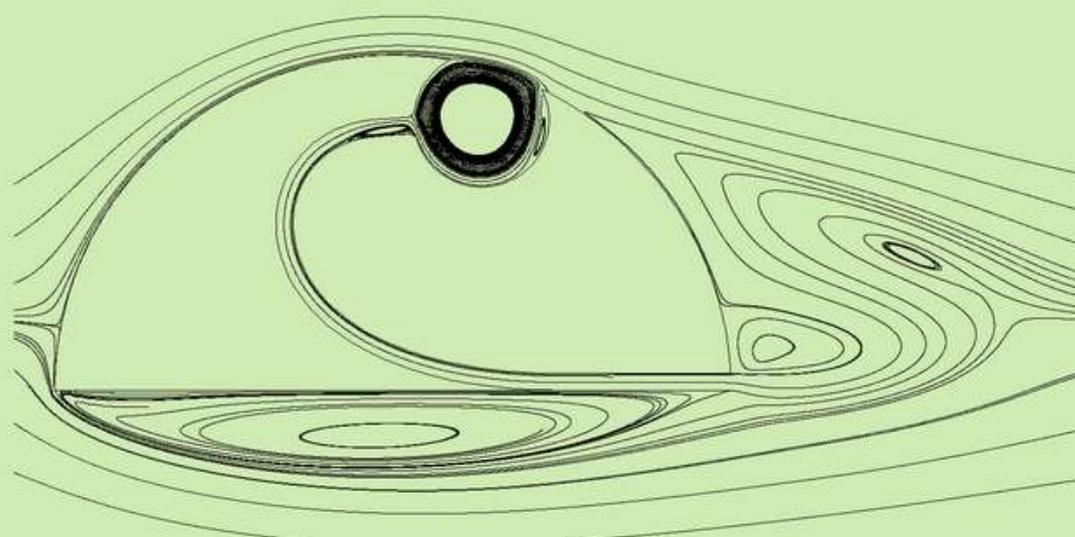


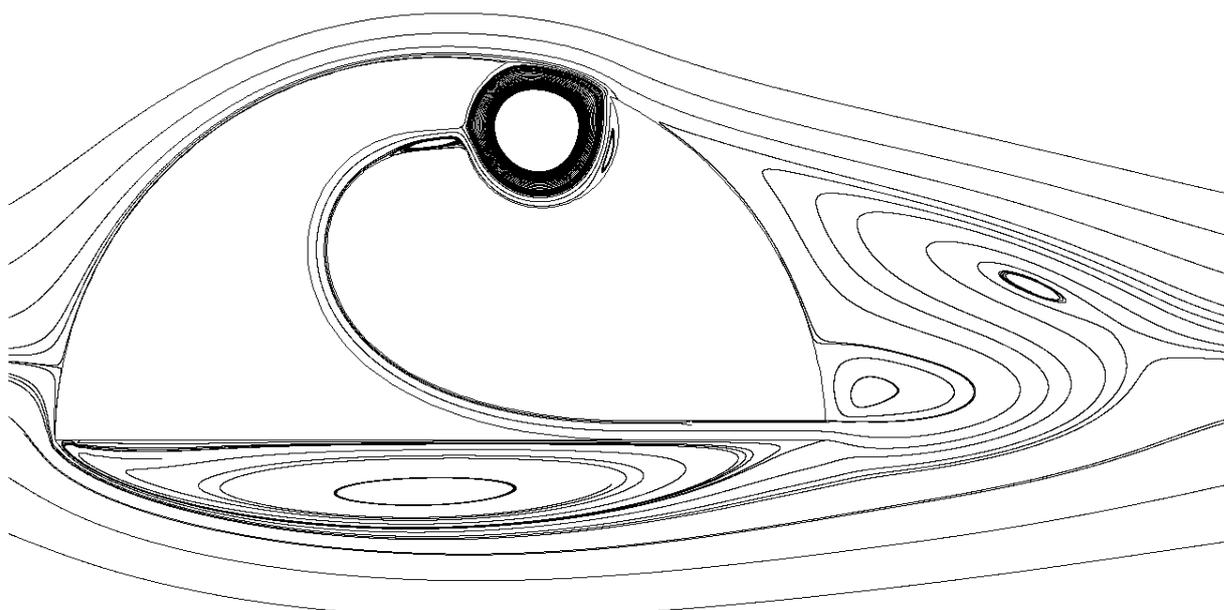
Аэродинамика утолщенных тел с вихревыми ячейками

(Численное и физическое моделирование)



Аэродинамика утолщенных тел с вихревыми ячейками

(Численное и физическое моделирование)



Под редакцией С.А.Исаева

Санкт-Петербург

Издательство Политехнического университета

2016

УДК 532.517:536.242+532.543.6

ББК 22.253.3 А99

Рецензенты :

Заслуженный деятель науки РФ, доктор технических наук, профессор, зав. отделом термогазодинамики Института теплофизики им. С. С. Кутателадзе Сибирского отделения РАН В.И. Терехов

Доктор физико-математических наук, профессор, зав.кафедрой «Гидроаэродинамика, горение и теплообмен» ФГАОУ ВО СПбПУ Е.М. Смирнов

Авторы :

С.А. Исаев, П.А. Баранов, Ю.Ф. Гортышов, С.В. Гувернюк, А.Б. Мазо,

М.Ю. Смуров, А.Г. Судаков, А.Е. Усачов, В.Б. Харченко

Аэродинамика утолщенных тел с вихревыми ячейками. Численное и физическое и моделирование / Под ред. С.А. Исаева. – СПб. : Изд-во Политех. ун-та, 2016. – 215 с.

Книга посвящена актуальной проблеме аэрогидромеханики аппаратов и объектов различного назначения, связанной с управлением обтеканием с помощью вихревых ячеек. Для решения комплекса многомерных задач с образованием крупномасштабных вихрей применены методы численного и физического моделирования. Детально представлены многоблочные вычислительные технологии для расчета турбулентных течений несжимаемой жидкости и сжимаемого газа на разномасштабных с пересечением сетках с их модификацией на композитные сетки, в которых зоны пересечения заменены неструктурированными вставками. Изложены результаты тестовых и параметрических исследований обтекания тел и движения жидкости в каналах с вихревыми ячейками.

Книга рассчитана на специалистов по аэрогидромеханике, вычислительной гидродинамике, теплофизике, энергетике и транспортным дисциплинам.

Материалы подготовлены при поддержке Российского научного фонда по проекту 14-19-00003 и государственной поддержке научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых в российских вузах (ведущий ученый — С. Исаев, КНИТУ-КАИ, г. Казань) по гранту Правительства России № 14.Z50.31.0003 (в части методических расчетов).

ISBN 978-5-7422-5436-2

© Исаев С. А., научное редактирование, 2016.

© Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 2016

Оглавление

Предисловие.....	5
1. Введение.....	7
2. Краткий обзор исследований по аэродинамике тел с вихревыми ячейками.....	10
2.1. Управление обтеканием тел за счет преднамеренной организации крупномасштабных вихревых структур как мультидисциплинарная проблема. Генезис вихревых ячеек и их отличие от уловленных вихрей. Улучшение характеристик утолщенных тел и несущих поверхностей.	10
2.2. Этапы исследований. Различные схемы отсоса из вихревой ячейки.	12
2.3. Разработка моделей, факторизованных алгоритмов, многоблочных вычислительных технологий и пакетов программ, ориентированных на решение задач обтекания тел с вихревыми ячейками.	16
2.4. Выводы по главе 2.....	18
3. Физические модели отрывных и вихревых течений вокруг утолщенных тел. Эксперименты в Институте механики МГУ, в университете Саутгемптона, в CIRA (Турин), в ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН.....	19
3.1. Диффузорный канал с круговой вихревой ячейкой при отсосе через центральное тело...19	
3.2. Дозвуковое обтекание полукругового профиля.....	21
3.3. Обтекание консолей в форме параллелепипедов.....	25
3.4. Моделирование до-и сверхзвукового обтекания каплевидного тела.....	33
3.5. Каверна с переменным углом раскрытия в поворотном канале.....	35
4. Разработка и модернизация многоблочных вычислительных технологий. Модификации с учетом кривизны линий тока полуэмпирических моделей турбулентности с акцентом на модификации MSST 2003 года. Сравнение пакетов прикладных программ.....	36
4.1. Модификация многоблочных вычислительных технологий.....	36
4.2. Полуэмпирические модели турбулентности в вычислительной аэродинамике утолщенных тел с вихревыми ячейками.....	38
4.3. Пакеты гидродинамического профиля. Характерные черты расчетных алгоритмов.	43
5. Тестирование расчетных сеток, методов, моделей, алгоритмов и пакетов на примерах задач стационарного и периодического турбулентного обтекания тел.	48
5.1. Квадратная каверна с подвижной крышкой, квадратная и круговая каверна на стенке канала [29].....	48
5.2. Круговая каверна на стенке диффузорного канала с отсосом через центральное тело [45].	59
5.3. Круговая каверна в поворотном канале с переменным углом раскрытия окна.....	68
5.4. Тонкий профиль NASA0012 при варьировании углом атаки от 0 до 180 градусов. M=0 [3]82	
5.5. Прямоугольные стойки на плоскости [23].....	99
5.6. Профиль MQ на стенке рабочей части трубы в CIRA. Сравнение двумерных и пространственных течений около профиля в канале.....	109
5.7. Профиль NASA0012 при M=0.7 и угле атаки 4 градуса. Настройка и тестирование вычислительного комплекса, валидация и верификация численных прогнозов.	114
5.8. Диск-цилиндр при M до 10 [37].....	117
5.9. Полукруговой профиль при малых углах атаки и числа Маха от 0 до 0.5.....	121

6. Анализ обтекания толстых профилей с вихревыми ячейками.	154
6.1. Сравнение сосредоточенного (щелевого) и распределенного (с поверхности центрального тела) отсоса в вихревых ячейках на примере обтекания модели аппарата ЭКИП [39]	154
6.2. О рациональном расположении вихревой ячейки на спинке профиля на примере обтекания геттингеновского профиля [63].....	159
6.3. Анализ рационального размещения щелевого отсоса на контуре вихревой ячейки [47]	164
6.4. Влияние размера вихревой ячейки на аэродинамические характеристики профиля НАСА0022.	169
6.5. Влияние сжимаемости на дозвуковое обтекание профиля MQ с вихревой ячейкой с варьированием M от 0 до 0.7. Бафтинг.	169
6.6. Управление аэродинамическими характеристиками полукругового профиля за счет расхода отсасываемого воздуха.	190
7. Заключение.....	199
Литература.	203

Предисловие

Книга, которую Вы держите в руках, необычна по назначению, содержанию и авторскому ансамблю.

Управление обтеканием объектов различного назначения с помощью встроенных в их корпуса вихревых ячеек с интенсификацией циркулирующих в них потоков за счет отсоса является интересным способом обеспечения близкого к безотрывному обтекания и придания этим объектам нового аэродинамического облика. В изданной более пятнадцати лет назад книге «Управление обтеканием тел с вихревыми ячейками в приложении к летательным аппаратам интегральной компоновки (численное и физическое моделирование)» акцент делался на изучении аэродинамики аппарата ЭКИП (ЭКОлогия И Прогресс), представляющего по форме «летающую тарелку» со срединным сечением в виде толстого профиля. В 2005-2009 годах состоялся проект Еврокомиссии VortexCell2050, в котором были проведены комплексные численные и физические исследования данного способа управления и в котором сделана попытка обосновать рациональную форму толстого профиля с вихревой ячейкой. Изыскания в этой проблематике продолжаются и сейчас, причем мы еще далеки от рекомендаций по проектированию перспективных аппаратов интегральной компоновки – экранолетов, в которых крыло, фюзеляж, моторная установка и шасси на воздушной подушке представляют конструктивно единое целое и которые при автоматической безотказной системе управления, регулирования и диагностики будут осуществлять полет с максимальным аэродинамическим качеством на крейсерских режимах и максимальной подъемной силой при взлете и посадке. Тем не менее, есть серьезные продвижения в обосновании и рационального выбора формы вихревых ячеек, места их расположения на аппарате, размещения системы отсоса, в оценке влияния на аэродинамические характеристики сжимаемости.

Важнейшую самостоятельную роль разработанные авторами методы физического и, в особенности, численного моделирования. Разработке и верификации пакетных технологий, основанных на решении осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса, замыкаемых с помощью полуэмпирических моделей турбулентности, отводится в книге особое место. Характер течения с интенсивными вихрями обусловил применение модифицированной модели переноса сдвиговых напряжений, учитывающей влияние кривизны линий тока на характеристики турбулентности, в частности, на вихревую вязкость в рамках подхода Роди-Лещинера-Исаева. Развиты и обоснованы технологии на базе многоблочных с пересечением разномасштабных структурированных сеток. В

данной книге они модернизированы для композитных сеток, в которых места пересечения заменяются неструктурированными вставками и обобщенная в целом неструктурированная сетка позволяет использовать уже развитые технологии распараллеливания. Эти разделы книги могут быть использованы как студентами, так и расчетчиками – профессионалами.

Работа над книгой объединила представителей различных регионов и научных школ.

Так, сотрудник Аккумуляторной компании РИГЕЛЬ Судаков А.Г. подготовил материалы по разработке и тестированию многоблочных вычислительных технологий. Баранову П.А. принадлежит ведущая роль в создании пакетных технологий, известных как пакет VP2/3 (скорость-давление, двумерная и трехмерная версии). Сотрудник МК ЦАГИ Усачов А.Е. и сотрудник лаборатории фундаментальных исследований СПбГУГА Харченко В.Б. провели комплексные исследования по сравнению моделей турбулентности и тестированию пакета VP2/3. Сотруднику КНИТУ им.А.Н.Туполева А.Н. – КАИ Гортышову Ю.Ф. и сотруднику СПбГУГА Смурову М.Ю. принадлежат некоторые материалы по управлению обтеканием тел с помощью организованных вихревых структур. Сотрудник КФУ Мазо А.Б. выполнил разработки, связанные с композитными сетками. Под руководством сотрудника Института механики МГУ им. М.В. Ломоносова Гувернюка С.В. проведены обширные экспериментальные исследования и им развиты физические модели обтекания тел с вихревыми ячейками. Исаев С.А. отредактировал книгу, а также внес вклад во все ее части.

Предложенная книга возникла под непосредственным влиянием научной общественности и поддержке Российского научного фонда (проект 14-19-00003), Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 96-01-00298; 99-01-00722; 02-01-01160; 05-01-00162; 08-01-00059; 11-01-00039; 14-01-00043; 96-01-01290; 99-01-01115), Еврокомиссии (проект VortexCell2050). Особо хотелось бы отметить научные семинары ЦАГИ в Евпатории и п.Володарское, а также семинары академика Г.Г.Черного в Институте механики МГУ.

Можно ожидать, что книга будет интересной и полезной будущим творцам новой техники – студентам и аспирантам по специальностям авиационного и транспортного машиностроения, а также по численному моделированию и гидродинамике отрывных течений.

И.И. Лунатов

Москва

Август 2016 года

1. Введение.

Исследования, лежащие в основе этой книги, ориентированы на совершенствование аэродинамического облика современных транспортных средств при исследовании вихревой динамики в разномасштабных отрывных течениях, формирующихся около тел различной формы и внутри встроенных в них вихревых ячеек. Вихревые ячейки представляют собой криволинейные пазы в контурах тел, причем для интенсификации циркулирующего в них потока используется распределенный или сосредоточенный (щелевой) отсос или движение границы (вращение центрального тела). Проведенные под руководством Г.Ю.Степанова (в НИИ механики МГУ) в период с 1995 по 2005г численные и экспериментальные исследования показали, что для толстого (порядка 40%) профиля со встроенными вихревыми ячейками оказывается возможным обеспечить его практически безотрывное обтекание и высокое (порядка 20) аэродинамическое качество (с учетом энергетических затрат на отсос в вихревых ячейках). Материалы начального этапа исследований по данной тематике обобщены в монографиях “Управление обтеканием тел с вихревыми ячейками в приложении к летательным аппаратам интегральной компоновки (численное и физическое моделирование)” / Под редакцией А.В.Ермишина и С.А.Исаева. М.: МГУ, 2003. 360с и “Численное моделирование вихревой интенсификации теплообмена в пакетах труб” / Ю.А.Быстров, С.А.Исаев, Н.А.Кудрявцев, А.И.Леонтьев. СПб, Судостроение, 2005. 398с..

Четырехлетний цикл работ по проекту Еврокомиссии VortexCell2050 (в сотрудничестве с научными коллективами из Великобритании, Италии, Франции, Германии и России) с 2005 по 2009гг обнаружил существование критических чисел Маха, при которых наблюдается перестройка вихревой структуры обтекания тел с резким увеличением сопротивления и снижением подъемной силы. Методический вклад внесен при обосновании выбора рациональных форм вихревых ячеек на профиле MQ1 CIRA. Сопоставлены несколько форм толстых профилей: ЭКИПовский, Геттингеновский, CIRA. Среди актуальных задач новейшего периода исследований по аэродинамике тел с вихревыми ячейками следует отметить следующие задачи. 1. Реализация идеи переменного расхода при отсосе в вихревой ячейки в сочетании с достижением высокого аэродинамического качества при минимуме энергетических затрат. 2. Выбор более толстого по сравнению со штатными профилем, аэродинамические характеристики которого удастся улучшить за счет использования вихревой ячейки с выходом на

крейсерский режим полета. 3. Продолжение решения комплексной задачи о реализации отсоса в вихревой ячейке с помощью встроенного в отводящий канал вентилятора в приложении к задачам обтекания кругового и полукругового цилиндра, а также толстого профиля – упрощенных моделей фюзеляжа. 4. Модификация программного комплекса VP2/3 применительно к обтеканию тел с вихревыми ячейками за счет использования композитных сеток, сочетающих структурированные блоки с неструктурированными вставками, распараллеливания на многоядерных системах с применением MPI и гибридных технологий, ускорения сходимости внутренних итерационных циклов с помощью многосеточного ускорителя. Всесторонний анализ модифицированной модели переноса сдвиговых напряжений 2003 года (MSST2003) с учетом влияния кривизны линий тока в рамках подхода Роди-Лещинера-Исаева при сравнении со стандартными и модифицированными версиями MSST, а также четырехпараметрическими моделями ζ - f Ханьялича и ζ - a . Учет влияния ламинарно-турбулентного перехода. 5. Верификация модернизированного расчетного комплекса на тестовых задачах отрывного обтекания тел, при расчете экспериментальных установок С.Гувернюка в НИИ механики МГУ (плоскопараллельный канал с вихревой ячейкой, полукруговой профиль и консоль в форме параллелепипеда) и Я.Кастро в Саутгемптоне (поворотный канал с вихревой ячейкой в месте поворота при переменном угле раскрытия). 6. Анализ влияния сжимаемости на периодический характер вихреобразования при автоколебательном режиме обтекания полукругового профиля, а также на дозвуковое обтекание 20% профиля MQ с круговой вихревой ячейкой.

Управление обтеканием тел за счет преднамеренного формирования крупномасштабных вихревых структур представляет одно из актуальных направлений аэромеханики, привлекающее внимание исследователей. Почти сорок лет назад при защите докторской диссертации Беловым И.А. оно было признано ВАК СССР новым научным направлением. Значительную роль оно играет в аналитическом обзоре в монографии А.Петрова: Петров А.В. Энергетические методы увеличения подъемной силы крыла. М.:Физматлит, 2011. 404с. Акцент в данной работе сделан на разработке и применении активных вихревых ячеек, циркуляционное течение в которых интенсифицируется за счет распределенного (с поверхности центрального тела) или сосредоточенного (щелевого) отсоса. Интерес к ним возник в связи с проектом летательного аппарата интегральной компоновки Щукина Л.Н., развившего идеи российского авиаконструктора Л.Бартини и создавшего аппарат ЭКИП (Экология И Прогресс) в форме толстого летающего крыла. Для обеспечения близкого к безотрывному обтеканию такой компоновки оказалось необходимым расположить на его тыльной

стороне ряд вихревых ячеек эллиптической формы с центральными телами такой же формы. Отсос со стороны центральных тел планировался с помощью двигательной установки.

В данной книге внимание сосредоточено как на нерешенных проблемах, так и на перспективах применения вихревых ячеек как инструмента управления обтеканием транспортных средств. Важно подчеркнуть, что проведенные исследования имеют отношение к приоритетному направлению развития науки, технологий и техники в Российской Федерации: 7. Транспортные и космические системы; и к прорывным критическим технологиям: 24. Технологии создания ракетно-космической и транспортной техники нового поколения. Они выполнены при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 96-01-01290; 99-01-01115; 96-01-00298; 99-01-00722; 02-01-01160; 05-01-00162; 08-01-00059; 11-01-00039; 14-01-00043), Российского научного фонда (проект 14-19-00003) и Еврокомиссии (проект VortexCell2050).

Предыдущая книга по аэродинамике несущих поверхностей с вихревыми ячейками была посвящена генеральному конструктору аппарата ЭКИП Л.Н.Щукину, который, собственно говоря, чуть больше двадцати лет назад пробудил интерес авторов к этой тематике. Настоящая книга является памятником другому выдающему русскому человеку и ученому-механику – Степанову Георгию Юрьевичу. Некоторым из нас повезло, мы проработали длительный период (до его кончины) под его личным руководством и патронажем, имели счастье учиться у него.

2. Краткий обзор исследований по аэродинамике тел с вихревыми ячейками.

2.1. Управление обтеканием тел за счет преднамеренной организации крупномасштабных вихревых структур как мультидисциплинарная проблема. Генезис вихревых ячеек и их отличие от уловленных вихрей. Улучшение характеристик утолщенных тел и несущих поверхностей.

В семидесятых годах прошлого века на основе осмысления и анализа экспериментальных исследований отрывных течений (см., например, [81]) предложена концепция управления обтеканием объектов различного назначения за счет преднамеренного формирования около них крупномасштабных вихревых структур. Для компоновок плохообтекаемых тел при их тандемном расположении оказалось возможным существенно снизить лобовое сопротивление, повысить устойчивость в полете, увеличить подъемную силу и аэродинамическое качество. В [13] Белов И.А. реализовал развитую концепцию при взаимодействии неравномерных потоков с преградами, а в [14] она была обобщена на тела с передней срывной зоной (ПСЗ) и на несущие поверхности с щитовыми вихревыми генераторами. Важно отметить, что предложенный метод управления течением оказывается работоспособным при до-, сверх- и гиперзвуковых скоростях полета [100].

Интерес к аэродинамике тел с ПСЗ, в том числе аэродинамике тандемов, не угасает до сих пор не только из-за поиска рациональных аэродинамических форм минимального лобового сопротивления, в частности для большегрузных автомобилей с установленными на них передними и кормовыми щитовыми генераторами крупномасштабных вихрей [44] и обоснования способа снижения лобового сопротивления спускаемого аппарата типа «Союз» при размещении перед ним соосного диска [52]. Обнаружено, что эффект снижения лобового сопротивления рассматриваемых компоновок связывается с формированием обладающих высокой интенсивностью уловленных вихрей в зазоре между телом и размещенным перед ним диском (щитом), причем располагая дополнительный диск в донной части тела можно также уменьшить донное сопротивление. На отличных от нуля углах атаки для рассматриваемых компоновок характерна головная стабилизация, когда на тело действует момент, восстанавливающий его по потоку. Причина образования стабилизирующего момента связывалась с предполагаемой деформацией торообразного вихря, уловленного в зазоре между диском и цилиндром с плоским торцом [68]. Однако в результате визуализации струйно-вихревых структур в ПСЗ перед цилиндром под углом атаки [24,16,4] показано, что торообразный вихрь разрушается, трансформируясь в вихревые трубки с перекачкой закрученной среды с наветренной стороны на подветренную по большому радиусу и в обратном направлении

по малому. При этом на торце цилиндра возникают столбовидные смерчи, встроенные в эти закрученные потоки.

Генерация смерчеобразных структур лежит в основе физического механизма вихревой интенсификации теплообмена в узких каналах и трубах с помощью упорядоченных поверхностных вогнутостей – лунок [64]. При этом важным обстоятельством в данном способе интенсификации теплообмена является опережающий рост теплоотдачи от стенки в сравнении с увеличением гидравлических потерь. Как правило, для рельефов с ансамблем из выступов темп роста потерь полного давления в канале, определяющих гидравлические потери, намного превосходит скорость повышения теплоотдачи. Вот почему к интенсификации теплообмена лунками привлечено внимание теплофизиков практически на всех континентах.

Как и в случае с влиянием уловленных вихрей в зазорах между диском и телом в тандемных компоновках, определяющим физическим механизмом тепловой и теплогидравлической эффективности в канале с лунками является интенсивность вторичного вихревого течения теплоносителя. Исследованиями последних лет показано, что традиционные формы лунок – сферические лунки, обусловленные простотой технологии их нанесения, не являются рациональными с позиции высокой эффективности вихревых генераторов [101]. Предложены и обоснованы удлиненные овальные лунки, которые практически не уступают сферическим аналогам по гидравлическим потерям и значительно превосходят по тепловой и теплогидравлической эффективности [50,51].

Концепция управления обтеканием толстых несущих поверхностей с помощью встроенных в их корпус вихревых ячеек связана с комплексным проектом летательного аппарата интегральной компоновки ЭКИП (Экология и прогресс – Рис.1) [125].

Толстый 37.5% профиль этого аппарата составляется из дуг окружностей и отрезков прямых линий и представляет плохообтекаемое тело с формированием в следе за ним вихревой дорожки [78]. Обеспечить близкое к безотрывному обтекание такого профиля удастся за счет системы управления турбулентным пограничным слоем [125], связанной с отсосом через поверхности центральных тел (Рис.2). Ее главным элементом являются вихревые ячейки (ВС) – четыре эллиптических паза в тыльной части корпуса аппарата ЭКИП, внутри которых размещаются эллиптические центральные тела (ЦТ). Для сглаженной формы $a_x = a_y = a$ и $b_x = b_y = b$ для ВС и ЦТ соответственно. Координаты центра ВС s и y_0 . Данная форма ВС не является оптимальной.



Рис.2.1. Беспилотный радиоуправляемый прототип ЛА «ЭКИП»

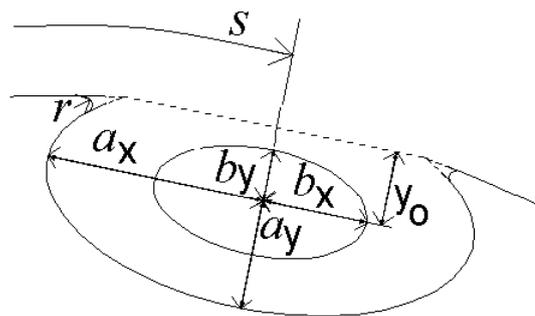


Рис.2.2. Схема вихревой ячейки

Отсос давно известен как инструмент энергетического воздействия на течение [74]. В данном случае он удачно сочетается с возможностями двигательной установки, в которую осуществляется отвод воздуха. Однако концепция вихревой ячейки представляется более общей. Ведь в каверне на толстом профиле формируется уловленный вихрь аналогичный вихрю в зазоре тандемной компоновки тел и, чтобы сделать его инструментом управления обтеканием тела, требуется интенсифицировать циркулирующий в каверне поток. Это можно сделать за счет внесения импульса при вращении ЦТ в форме кругового цилиндра или при движении части границы контура каверны [125,19].

Интенсификация циркуляционного течения в ВЯ позволяет увеличить уровень максимальной местной скорости в них примерно с 50% скорости набегающего потока до 80-100% и преобразовать картину обтекания толстого профиля от отрывной к практически безотрывной. Как следствие, резко возрастают подъемная сила и аэродинамическое качество. При этом важно, что в коэффициент лобового сопротивления включается дополнительное сопротивление, обусловленное энергетическими затратами (мощностью на отсос воздуха или на вращение ЦТ) [125].

На съезде механиков 2006 года предложена обобщенная концепция вихревой ячейки, объединяющая все рассмотренные методы управления обтеканием тел [49]. В дальнейшем анализировалось воздействие на течение в ВЯ в толстых профилях с помощью сосредоточенного (щелевого) и распределенного (со стороны ЦТ) отсоса. Принципиальной особенностью ВЯ является воздействие в малом масштабе, которое изменяет спектр внешнего обтекания.

2.2. Этапы исследований. Различные схемы отсоса из вихревой ячейки.

Выделяются несколько этапов исследований по проблематике, связанной с аэродинамикой тел с вихревыми ячейками. Как уже отмечалось ранее, толчок к

фундаментальным исследованиям был дан прикладным проектом разработки и постройки моделей летательного аппарата ЭКИП [125]. Монография [78] была выпущена к 70-летию Саратовского авиационного завода, который является ядром концерна ЭКИП. Вполне естественно, что первые научно-исследовательские работы по тематике вихревых ячеек концентрировались вокруг упрощенных экспериментальных и расчетных аналогов ВЯ, а также расчетов турбулентного обтекания несжимаемой жидкостью двумерной модели ЭКИП. Экспериментальный стенд (Вихревая Ячейка) в конце 90-х гг прошлого века был создан в Институте механики МГУ им.М.В.Ломоносова [78] и представлял собой канал прямоугольного сечения (плоскопараллельный и расширяющийся) с круговой каверной на одной из стенок. В каверне размещалось центральное тело в форме кругового цилиндра, которое либо вращалось, либо с его поверхности осуществлялся отсос. В задачи экспериментального исследования входило получение данных для сравнения с результатами численного моделирования, а также для анализа физических особенностей течений в ВЯ. Для анализа влияния ВЯ на перестройку обтекания тела была предложена простая тестовая задача ламинарного и турбулентного стационарного обтекания цилиндра с круговой вихревой ячейкой в предположении о симметрии течения [5,6]. В дальнейшем эта задача использовалась как полигон для проверки математических моделей и методов, а также влияния геометрических особенностей вихревых ячеек на их аэродинамические характеристики [57,8]. Вращение ЦТ в ВЯ рассмотрено не только на задаче обтекания кругового цилиндра [57], но и в целях стабилизации вихревого следа за пластиной с кормовыми ВЯ [11].

Результаты расчетов обтекания двумерного профиля ЭКИП несжимаемой вязкой жидкостью позволили сделать следующие выводы.

- Обнаружено [36], что пассивные (без включения отсоса) ВЯ не являются эффективными, поскольку интенсивность отрывного течения в них низкая, а влияние на внешнее течение слабое. Практически аэродинамические характеристики профиля с пассивными ВЯ совпадают с характеристиками профиля без ячеек.
- Напротив, активные ВЯ могут дать положительный эффект: они уменьшают лобовое сопротивление в зависимости от скорости отсоса или вращения ЦТ. Эффективность ВЯ должна учитывать энергетические затраты на активизацию ВЯ. Вводится дополнительное лобовое сопротивление S_{xadd} , связанное с энергетической мощностью, необходимой для поддержания заданной скорости отсоса или вращения. Добавляя ее к рассчитанному коэффициенту лобового сопротивления, получаем суммарное лобовое сопротивление, по которому оценивается аэродинамическое качество с учетом энергетических затрат. В [125] на примере обтекания кругового цилиндра с ВЯ,

показано, что существует оптимальная скорость отсоса или вращения ЦТ, при которых суммарное лобовое сопротивление минимально. Так, при $U_{opt}=0.034$ $C_{xmin}=0.35$ и эта величина на 53% ниже сопротивления цилиндра без ВЯ.

- Дальнейшее снижение лобового сопротивления может быть осуществлено за счет сглаживания задней кромки ВЯ. Так, переход от острой кромки к сглаженной с радиусом скругления 0.05 в долях диаметра цилиндра приводит к 10% снижению лобового сопротивления.

- Ключевой чертой активных ВЯ является их способность предотвращать отрывное обтекание, уменьшая лобовое сопротивление, увеличивая подъемную силу и аэродинамическое качество при приемлемых энергетических затратах. Для толстых профилей, характерных для летательных аппаратов интегральной компоновки (ЭКИП), расположение на тыльной стороне системы активных ВЯ приводит к практически безотрывному их обтеканию [9]. C_u достигает величин порядка 2.5, а аэродинамическое качество превышает 20. Обнаружен эффект суперциркуляции, т.е. создания дополнительной подъемной силы непосредственно в ВЯ.

- Для толстого профиля с вихревыми ячейками достигнут высокий уровень коэффициента подъемной силы – $C_y > 1$ в широком диапазоне углов атаки от -30° до 25° [35]. Качественно поведение $C_x(\alpha)$ для толстого профиля с вихревыми ячейками мало отличается от аналогичного поведения для тонкого профиля: при больших положительных и отрицательных углах атаки лобовое сопротивление возрастает по мере роста модуля α .

- Интерес к толстому профилю и эквивалентность способов отсоса как инструментов вихревой интенсификации течения во встроенных в контур ячейках позволил предложить нетрадиционную схему ветроустановки с вращающимися лопастями рассматриваемой формы [126]. Как известно, для создания ветродвигателей применяются, как правило, лопасти с тонкими профилями большого размаха. В [20] анализируются обладающие высоким C_y при безотрывном обтекании лопасти с толстым профилем. Лопасть рассматривается как полая труба, открытая с торцевой стороны. Четыре ряда вихревых ячеек снабжаются щелевыми отверстиями, соединяющими их с внутренней полостью. Отсос в ячейках создается за счет вращения лопасти. Скорость ветра задается равной 10м/с, а лопасть вращается со скоростью 2,5 об/сек. Лопасть по размаху разбивается двумя шайбами на три участка для предотвращения поперечного перетекания воздуха. В [20] показано, что на большей части лопасти реализуется безотрывное обтекание, что

указывает на работоспособность пассивных вихревых ячеек и позволяет рассчитывать на возможность улучшения характеристик ветродвигателя.

Итак, в предварительных исследованиях начального периода были подобраны критические величины коэффициентов расхода отсасываемого воздуха, начиная с которых вихревые ячейки начинали работать, обеспечивая перестройку картины обтекания тела с уменьшением или ликвидацией отрывных зон и существенным улучшением интегральных характеристик.

Четырехлетний цикл работ по проекту ЕВРОКОМИССИИ (в сотрудничестве с научными коллективами из Великобритании, Италии, Франции, Германии и России) с 2005 по 2009гг обнаружил существование критических чисел Маха, при которых наблюдается перестройка вихревой структуры обтекания тел с резким увеличением сопротивления и снижением подъемной силы [10,60,38]. Методический вклад внесен при обосновании выбора рациональных форм вихревых ячеек на профиле MQ1 CIRA. Сопоставлены несколько форм толстых профилей: ЭКИПовский, Геттингеновский [41], CIRA. Детальные расчеты выполнены для выбранного базового профиля НАСА0022 при изменении числе Маха и Рейнольдса в диапазонах $0 - 0.5$ и $10^5 - 10^6$. До углов атаки 5° обтекание профиля безотрывное, до 13° наблюдается небольшая отрывная зона в хвостовой части профиля и, начиная с 15° , устанавливается режим с периодическим сходом вихрей и образованием вихревой дорожки. Сопоставлению профилей различной формы с вихревыми ячейками показано преимущество 20% профиля MQ CIRA по интегральным аэродинамическим характеристикам. Геттингеновский профиль толщиной 24% уступил ему, а профиль НАСА0024 оказался на третьем месте. Предварительный анализ обтекания базового профиля НАСА0022 при изменении в широких пределах чисел Рейнольдса и Маха при фиксированном угле атаки, равном 7° , показал, что критическое число Маха при умеренных коэффициента объемного расхода C_q (0.007) оказывается порядка 0.6. Также установлено, что существует предпочтительное расположение вихревой ячейки вблизи задней кромки профиля, причем дальнейшее смещение ячейки к задней кромке приводит к установлению нестационарного отрывного режима обтекания и к ухудшению его аэродинамических характеристик. Аэродинамическое качество профиля не сильно зависит от этого размера вихревой ячейки, хотя подъемная сила возрастает пропорционально его увеличению. Подтвержден рациональный выбор расположения отводящего щелевого канала (для отсоса воздуха) на контуре ячейки выше по потоку.

2.3. Разработка моделей, факторизованных алгоритмов, многоблочных вычислительных технологий и пакетов программ, ориентированных на решение задач обтекания тел с вихревыми ячейками.

Задачи аэродинамики тел с вихревыми ячейками, в частности, толстых профилей типа ЭКИП, потребовали выполнения расчетов отрывных турбулентных течений в многосвязных областях. Прежде всего, возникли значительные трудности построения традиционных моноблочных по Кутлеру [66] структурированных сеток [56]. Сетки получились сильно косоугольными, а значит, для них помимо плохой сходимости оказались большими ошибки скаса. Преодолеть затруднения удалось к 1997-99 годам за счет разработки многоблочных вычислительных технологий (МВТ), основанных на применении разномасштабных с пересечением близких к ортогональным структурированных сеток простой топологии [5,6,7,42]. При их создании использован почти 15 –летний (к тому времени) опыт решения осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса с помощью факторизованных расчетных алгоритмов на моноблочных структурированных сетках [14]. Важной особенностью МВТ является привязка сеток к разномасштабным структурным элементам, в общем, нестационарных отрывных течений, а именно: к тонким при высоких числах Рейнольдса пограничным и сдвиговым слоям, к вихревым дорожкам, к отрывным зонам, а также к области обтекания тела в целом. В результате имеем набор фрагментарных многоярусных с наложением сеток, к которым добавляются мелкомасштабные сетки в зонах больших градиентов типа кромочных сеток, а также сетки для выделения конструктивных особенностей (например, отводящих каналов). Есть также сетки-заплатки, служащие для соединения О- и Н-образных сеток. На фрагментарных сетках решения получаются как на моноблочных, после чего происходит линейная интерполяция с сетки на сетку с определением параметров в двух рядах приграничных ячеек. МВТ были реализованы в написанном на Delphi пакете VP2/3 (скорость-давление, двумерная и пространственная версии), ориентированным на однопроцессорные компьютеры [42,61].

Важной особенностью пакета являлся акцент на применении для расчета отрывных течений получившей популярность модели переноса сдвиговых напряжений 1993 года (MSST1993) [111], с которой авторы познакомились на защите кандидатской диссертации А.К.Травина в 1996 году (см. одну из его публикаций [77]). В этой модели вихревая вязкость определяется через модуль завихренности. Поскольку в циркуляционных течениях в ядрах вихрей завихренность близка к постоянной величине, то оказалось, что MSST1993 удачно приспособлена для расчета таких течений. Тестирование пакета VP2/3 выполняется на задачах обтекания тел с уловленными вихрями и вихревыми ячейками

(моделирование низкоскоростного течения воздуха в плоскопараллельном и расширяющемся канале с круговой каверной) [125,46,2,27].

В рамках проекта Еврокомиссии была осуществлена не только глубокая переработка пакета прикладных программ VP2/3, связанная с переписыванием его в C++ и последующим распараллеливанием под кластерную платформу. МВТ и процедура коррекции давления были обобщены для моделирования отрывных течений сжимаемого вязкого газа, в том числе со скачками уплотнения [42]. Это позволило оценить влияние сжимаемости при обтекании тел с вихревыми ячейками.

Расчетная процедура была обобщена для проведения расчетов на неструктурированных сетках, что позволяет в перспективе сочетать в развиваемых композитных сетках многоблочные структурированные сетки с неструктурированными вставками в зонах их перекрытия.

Широкий спектр двумерных и трехмерных, стационарных и нестационарных тестовых задач, имеющих экспериментальные аналоги, решен для апробации разработанного распараллеленного программного обеспечения. В этот спектр вошли, прежде всего, задачи о двумерном и пространственном движении несжимаемой вязкой жидкости в плоскопараллельном канале с круговой каверной, в том числе, со щелевым отсосом. При этом используется разработанный на примере обтекания кругового цилиндра подход осреднения полей локальных характеристик на периоде колебаний выбранного интегрального параметра, например, коэффициента подъемной силы [20,30,31,32].

Анализ новой модели переноса сдвиговых напряжений 2003 года (MSST2003), в которой вихревая вязкость рассчитывается с помощью модуля тензора скоростей деформации [113], показал, что в ядрах крупномасштабных вихрей накапливается ложная вихревая вязкость и энергия турбулентности подобно тому, как такие же погрешности возникали в расчетах с использованием пристеночной двухпараметрической диссипативной модели турбулентности [14]. Устранить нефизическое поведение турбулентных характеристик можно путем введения поправки на влияние кривизны линий тока [14,48] с константой $C_s=0.1$ в обратной линейной зависимости от турбулентного числа Ричардсона. MSST2003 также нуждается в коррекции, однако полуэмпирическая константа C_s в этом случае другая и равна 0.02 (определена тестовыми исследованиями Исаева-Харченко-Усачова). В последние годы модифицированная MSST2003 в рамках подхода Роди-Лещинера-Исаева систематически исследуется на двумерных и пространственных задачах гидромеханики отрывных течений и вихревого теплообмена.

До- и сверхзвуковое осесимметричное обтекание цилиндра, шара, каплевидного тела (трубные и аэробаллистические эксперименты в ЦАГИ, Институт механики МГУ, ФТИ им.А.Ф.Иоффе РАН) позволило оценить приемлемость модифицированной модели переноса сдвиговых напряжений, развитой первоначально для несжимаемой вязкой жидкости [61,54].

2.4. Выводы по главе 2

Области разработок и исследований, которые нашли отражение в последующих главах книги: а) развитие моделей, методов и вычислительных технологий в пакетах программ; б) многоблочные вычислительные технологии и их модернизация; в) модификация SST-модели 2003 года для расчета интенсивных вихревых течений; г) численная интерпретация периодических режимов вихревого двумерного и пространственного обтекания тел; д) тестирование на задачах вихревой и нестационарной аэромеханики в контексте анализа пассивных и активных ВЯ, периодических автоколебательных режимов обтекания утолщенных тел и несущих поверхностей; е) упрощенные схемы интерпретации щелевого отсоса и вариант с использованием вентилятора в отводящем тракте; ж) поиск рациональных компоновок профилей с ВЯ; з) управление процессом обтекания за счет переменного расхода отсасываемого воздуха.

3. Физические модели отрывных и вихревых течений вокруг утолщенных тел. Эксперименты в Институте механики МГУ, в университете Саутгемптона, в CIRA (Турин), в ФТИ им.А.Ф.Иоффе РАН.

Как отмечалось в [125], начальный этап исследований по аэродинамике утолщенных тел с вихревыми ячейками был связан с созданием установки «Вихревая ячейка» в Институте механики МГУ им.М.В.Ломоносова, где были получены не только данные для сравнения с результатами численного моделирования, но и проанализированы черты, присущие вихревым ячейкам с интенсификацией вихря, уловленного в круговой каверне на стенке канала, за счет вращения ЦТ или отсоса с его поверхности. Большинство дальнейших физических экспериментов связаны с проектом VortexCell2050 Еврокомиссии. Они, прежде всего, касались измерений характеристик течения в пассивной и активной вихревой ячейке, а также определения аэродинамических характеристик профиля с вихревой ячейкой. Кроме того был поставлен ряд методических тестовых экспериментов для верификации модели турбулентности и оценки приемлемости разработанных пакетов программ для различных диапазонов скоростей потока. К ним относятся представленные здесь измерения локальных параметров и оценка интегральных силовых нагрузок при обтекании модели полукругового профиля, консолей в форме параллелепипедов, при испытании модельного каплевидного тела на аэробаллистической трассе.

3.1. Диффузорный канал с круговой вихревой ячейкой при отсосе через центральное тело.

Исследование режимов течения в плоском диффузорном канале, на стенке которого расположена цилиндрическая вихревая ячейка с центральным телом, через которое осуществляется отвод газа, проводился на установке «ВиЯ - вихревая ячейка» Института механики МГУ. Установка (рис.3.1) представляет собой малогабаритную аэродинамическую трубу, поток воздуха в которой создается центробежным нагнетающим вентилятором (1). Перед соплом (3) для выравнивания потока установлена удлиненная форкамера (2) с хойнекомбом и сеткой. Вентилятор и форкамера соединены брезентовым воздуховодом, использование которого совместно с амортизаторами, установленными под основанием вентилятора с электродвигателем, позволяет существенно снизить уровень вибраций от них. Форкамера плавно переходит в плоский профилированный дозвуковой конфузор (3) со степенью сжатия 4.0, к которому присоединяется рабочий канал установки, изготовленный из органического стекла, имеющий на входе прямоугольное поперечное сечение высотой 0.05 м и шириной 0.08 м.

Нижняя стенка состоит из двух панелей, скрепляемых между собой сменными блоками с различными цилиндрическими ячейками. Верхняя и нижняя стенки канала могут отклоняться на угол до 10° , позволяя тем самым получать течения с необходимым продольным градиентом давления. Вентилятор и сопло обеспечивают на вход в рабочий канал установки равномерный поток со скоростями V в диапазоне $1.5 - 50$ м/с и числом Рейнольдса, вычисленному по длине входного сечения ячейки L , $6 \cdot 10^3 - 1.8 \cdot 10^5$. Интенсивность турбулентных пульсаций во входном сечении канала измерялась с помощью термоанемометра DISA A-55. Вне пограничного слоя эта величина была на уровне 1.6%.

В эксперимента нижняя стенка с цилиндрической ячейкой диаметром 0.06 м и длиной входного сечения $L=0.052$ м (расстояние между острыми кромками в плоскости нижней стенки канала) оставалась горизонтальной, а верхняя отклонялась на 5° . В ячейку соосно устанавливалось центральное тело, представляющее собой тонкостенный (1 мм) цилиндр диаметром 0.03 м так, касательная к цилиндру в верхней точке совпадала с продолжением нижней стенки. Боковая поверхность цилиндра была равномерно перфорирована (отверстия диаметром 6 мм, степень перфорации $\sim 35\%$) и обтянута тонкой металлической сеткой (толщина 0.08 мм). Расход отсасываемого из ячейки воздуха регулировался заслонкой, перекрывающей отводящую магистраль.

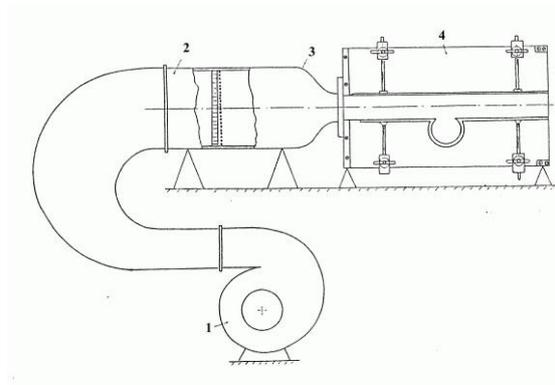


Рис.3.1. Схема экспериментальной установки

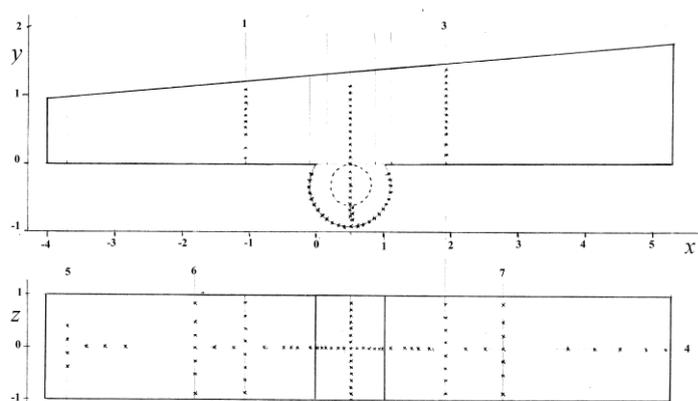


Рис.3.2. Схема канала с нанесенными дренажными отверстиями

На рис.3.2 приведена конфигурация канала, система координат и схема расположения дренажных сечений и сечений, в которых зондирование потока проводилось с помощью микронасадков полного и статического давлений. Для удобства представления результатов экспериментов декартова система координат выбрана таким образом, что нижняя стенка канала располагается в плоскости $y=0$, начало координат лежит на левой кромке ячейки, ось x совпадает с продольной осью симметрии нижней стенки и

направлена по потоку. В качестве характерного масштаба длины по осям x и y выбрано расстояние L между острыми кромками ячейки в плоскости нижней стенки, и половина ширины канала b по оси z .

Для измерения давлений использовались дифференциальные датчики Honeywell различных диапазонов (± 62.5 , ± 122.5 и 250 мм вод. столба), погрешность измерений составляла $0.5 - 1\%$.

Измерение полного и статического давлений в потоке и вблизи поверхностей в различных сечениях канала (рис.3.2) проводилось микронасадками, перемещаемых с помощью координатника с микрометрическим винтом, обеспечивающим минимально возможное перемещение равное 0.05 мм.

Схема расположения дренажных сечений (1, 2, 3, 4, 5, 6, 7) и отверстий приведена на рис.3.2.

Скорость на входе в канал определялась по разности полного и статического давлений, измеряемых в сечении 5. Таким же образом контролировалась скорость в канале для отвода воздуха из ячейки через центральное тело, по которой определялся расход. По известному расходу вычислялась скорость потока отсасываемого воздуха, через поверхность центрального тела, отношение которой к скорости потока на входе в рабочий канал установки V_n , было принято за параметр, характеризующий интенсивность отсоса воздуха из вихревой ячейки.

Накопление и обработка данных в цифровом формате проводилась измерительно-вычислительным комплексом на базе РС IBM. В дальнейшем данные измерений сравниваются с численными прогнозами.

3.2. Дозвуковое обтекание полукругового профиля

Как отмечалось выше, полукруговой цилиндр может рассматриваться как толстый 50%-профиль. Численные и физические исследования аэродинамических характеристик тонких профилей (например, NACA0012) [3,96] показывают, что расчетная двумерная модель турбулентного низкоскоростного течения воздуха около профиля с использованием технологии URANS соответствует пространственному обтеканию модели профиля в аэродинамических трубах при малых и близких к 180° углах атаки. При умеренных и больших углах атаки, возникающие на крыле и в следе трехмерные вихревые структуры, приводят к значительному снижению лобового сопротивления. В экспериментах [99] были приняты меры для обеспечения квазидвумерного характера отрывного обтекания пластинки, в результате расчеты лобового сопротивления профиля NACA0012 [3] при угле атаки 90° оказались близкими к экспериментально замеренным для тонкой

пластинки, расположенной нормально по отношению к потоку. В одной из первых работ, в которых рассмотрено физическое моделирование низкоскоростного турбулентного обтекания полукругового цилиндра [76], представлены зависимости распределений коэффициента давления C_p по контуру выбранного сечения и на основе их интегрирования даны оценки интегральных силовых характеристик при различных углах атаки.

Представленное в настоящей работе экспериментальное исследование выполнено в НИИ механики МГУ в аэродинамической трубе А-10 прямого действия с закрытой рабочей частью (Рис.3.3,*a*). Сечение рабочей части этой трубы представляет собой правильный восьмиугольник со стороной 0.32 м. Экспериментальная модель представляла собой изготовленное из полированного дерева цилиндрическое тело длиной 0.8 м с поперечным сечением в виде полукруга радиуса 0.025 м. На периметре срединного поперечного сечения модели выполнено 28 дренажных отверстий – по 14 на плоской и выпуклой сторонах АВ (Рис.3.3,*b*).

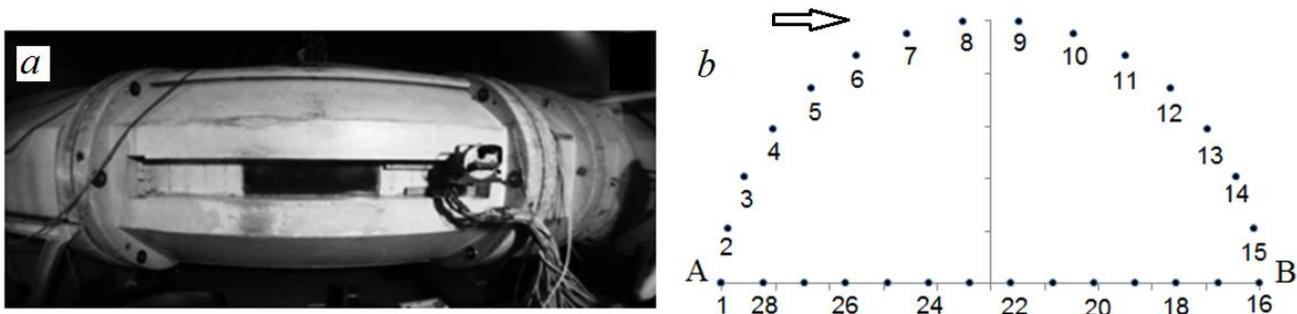


Рис.3.3. Фотоснимок рабочей части аэродинамической трубы (*a*) и схема расположения нумерованных приемных отверстий для измерения статического давления на контуре в поперечном разрезе модели полукругового цилиндра (*b*).

Дренажные отверстия снабжены приемниками статического давления. На диаметре АВ расстояние между соседними отверстиями равно $\Delta x = L/13$. На дуге АВ центральный угол между двумя соседними отверстиями равен $\Delta\varphi = \frac{\pi}{15}$. Внутренний диаметр всех отверстий 0.00055 м. Точки с номерами $N = 1$ и 16 расположены непосредственно у кромок плоской грани модели (радиус скругления этих кромок – не более 0.0003 м).

Модель в трубе устанавливалась горизонтально поперек потока так, что боковые плоские торцы профиля упирались в противоположные параллельные стенки рабочей части трубы с возможностью вращения вокруг горизонтальной оси. В данной серии опытов угол атаки α (угол между плоской гранью полуцилиндра и вектором скорости невозмущенного потока) задавался равным 0° с точностью до 0.1° . Измерения давления на

поверхности полуцилиндра выполнены с помощью датчиков MPXV7002 (средняя относительная погрешность 2.5%), подключенных к компьютеру через АЦП (модель USB-6225, производство National Instruments, частота опроса 1000 Гц). Скорость воздушного потока в трубе составляла около 20 м/с, а число Рейнольдса, вычисленное по хорде L , составляло 64000.

По данным измерений в дренажных точках определялось осредненное по времени избыточное давление $p_i - p_\infty$ по отношению к статическому давлению p_∞ в невозмущенном набегающем потоке на выходе из сопла трубы. В результате получены распределения безразмерного коэффициента давления $C_{pN} = \frac{(p_N - p_\infty)}{\frac{1}{2}\rho U^2}$ ($N = 1, 2, \dots, 28$) по периметру полукругового цилиндра при $\alpha = 0^\circ$ (вторая колонка таблица 3.1). Данная серия экспериментов аналогична выполненным в работе [76] (отличия результатов можно объяснить погрешностями соблюдения нулевого угла атаки и влиянием концевых трехмерных эффектов).

Вторая серия экспериментов отличалась от первой тем, что слева и справа от центрального измерительного сечения на модели были установлены поперечные отсечные шайбы в виде тонких дисков диаметра 0.13 м. Расстояние между шайбами составляло $2L$. Результаты экспериментального определения C_{pN} при наличии отсечных шайб приведены в таблице 3.1 (третья колонка).

Оказалось, что шайбы практически не повлияли на распределение давления по криволинейной поверхности тела, но значительно увеличили степень разрежения на плоской грани АВ (Рис.3.3,*b*). Можно сделать вывод, что в данной задаче трехмерные эффекты, главным образом, проявляются через механизм обмена в крупномасштабных отрывных областях по размаху профиля, что приводит к выравниванию в них давления в сторону снижения степени разрежения. При наличии отсечных шайб отмеченный механизм подавляется. В остальном рассматриваемые осредненные течения близки к двумерным. По-видимому, результаты экспериментов по распределению коэффициента давления на полукруглом профиле при наличии отсечных шайб - это наилучший вариант для сравнения с двумерными расчетами.

С целью получения суммарных аэродинамических нагрузок, по представленным в таблице 3.1 распределениям C_p были построены сплайн-аппроксимации и осуществлено интегрирование. Соответствующие результаты определения коэффициентов лобового сопротивления C_x и подъемной силы C_y полукруглого профиля (без учета вклада трения на поверхности тела) представлены в Таблице 3.2, куда также включены и данные из работы [76].

Таблица 3.1

Распределение $C_p=f(i)$ при $\alpha=0^\circ$

N	C_{pN} без шайб	C_{pN} с шайбами
1	-1.10	-1.42
2	0.98	0.98
3	0.88	0.88
4	0.44	0.43
5	-0.13	-0.16
6	-0.59	-0.63
7	-0.86	-0.9
8	-0.68	-0.72
9	-0.64	-0.68
10	-0.64	-0.69
11	-0.64	-0.7
12	-0.65	-0.71
13	-0.66	-0.71
14	-0.66	-0.71
15	-0.69	-0.76
16	-0.83	-0.805
17	-0.86	-0.85
18	-0.96	-0.99
19	-1.05	-1.17
20	-1.12	-1.33
21	-1.17	-1.44
22	-1.18	-1.48
23	-1.18	-1.455
24	-1.16	-1.43
25	-1.17	-1.49
26	-1.16	-1.47
27	-1.12	-1.46
28	-1.12	-1.44

Таблица 3.2.

Экспериментальные оценки коэффициентов лобового сопротивления и подъемной силы моделей полукругового цилиндра при нулевом угле атаки

	C_x	C_y
Полукруговой цилиндр	0.467	-0.634
Полукруговой цилиндр с отсечными шайбами	0.476	-0.816
Данные из [81]	0.500	-1.100

3.3. Обтекание консолей в форме параллелепипедов

Здесь содержатся результаты аэродинамических испытаний модели включающей в себя два разновеликих параллелепипеда на ветровые нагрузки, проведенные в аэродинамической трубе А-6 НИИ механики МГУ. Модель исследована при различном расстоянии между параллелепипедами.



Рис. 3.4. Общий вид модели сооружения в аэродинамической трубе.

Один из вариантов модели представлен на рис. 3.4.

3.3.1. Описание установки

Дозвуковая аэродинамическая труба А-6 НИИ механики МГУ имени М.В. Ломоносова одноканальная, с замкнутым контуром и открытой рабочей частью эллиптического сечения [73]. Размеры рабочей части трубы: длина 4 м, большая ось эллипса 4 м, малая ось 2,34 м, площадь поперечного сечения рабочей части 7,32 м². Максимальная скорость потока в рабочей части при наличии модели равна 50 м/с.

Качество потока в рабочей части характеризуется следующими величинами:

- неравномерность величины скорости не более $\pm 0,5\%$;
- скос потока в вертикальной и горизонтальной плоскостях не более $\pm 0,25^\circ$;
- градиент статического давления вдоль оси трубы – $0,002 \text{ м}^{-1}$;
- критическое число Рейнольдса для шара диаметром 150 мм – 375000;
- продольная составляющая интенсивности турбулентности в пустой рабочей части не более 0,2%.

С помощью специальных решетчатых и сетчатых вставок в выходном сечении сопла можно искусственно увеличивать интенсивность турбулентности до 4% и формировать сдвиговый неравномерный профиль среднего скоростного напора в продольном направлении с различными законами изменения по высоте над уровнем горизонтального экрана, имитирующего подстилающую поверхность. Толщина степенного участка неравномерности 900 мм.

3.3.2. Измерение распределения давления

Измерительно-регистрационный комплекс эксперимента включает в себя многофункциональный блок NI 6225 фирмы NATIONAL INSTRUMENTS, подключаемый шиной USB к персональному компьютеру IBM Pentium, блок имеет следующие характеристики:

- до 80 аналоговых каналов при подключении с общей землей, или 40 каналов при дифференциальном подключении;
- разрешение аналого-цифрового преобразователя – 16 разрядов;
- скорость преобразования – 250 кГц (4мкс);
- входной диапазон – от $\pm 0,2$ до ± 10 В.

В качестве датчиков давления используются приборы фирмы Freescale Semiconductor серии MPXV7002, имеющие следующие характеристики:

- конструкция – дифференциальный датчик;
- встроенный нормализатор сигнала;
- внутренняя температурная компенсация в диапазоне температур $10 \div 60^\circ\text{C}$;
- диапазон напряжения питания - $4,75 \div 5,25$ В при норме 5В;
- диапазон измеряемого давления - от -2000 до 2000 Па;
- выходной сигнал – $0,5 \div 4,5$ В при напряжении питания 5В;
- норма временного отклика – 1 мс;
- диапазон рабочих температур – $10^\circ \div 60^\circ\text{C}$.

Датчики имеют паспортную градуировочную характеристику, позволяющую интерпретировать полученную экспериментальную информацию с погрешностью $\pm 6,25\%$. В работе произведен собственный градуировочный эксперимент для каждого датчика, что позволило снизить погрешность до 2%.

Программное обеспечение стенда выполнено с применением технологии фирмы NATIONAL INSTRUMENTS в среде программирования LabVIEW версии 7.1. Программы накопления наблюдений и обработки информации сделаны в виде виртуальных приборов (ВП), позволяющих в реальном масштабе времени отслеживать параметры по выбору оператора и записывать информацию в файл на жесткий диск компьютера. Программное обеспечение LabVIEW позволяет в оперативном режиме обрабатывать информацию и представлять её в любой удобной для исследователя форме.

Программное обеспечение содержит пакет программ для получения градуировочных характеристик измерительного канала, программы накопления измеряемых сигналов,

программы первичной обработки экспериментальной информации и программы представления экспериментальной информации.

Программы получения градуировочных характеристик датчиков позволяют производить градуировки как отдельно каждого датчика, так и групповые градуировки нескольких однотипных датчиков. Процедура происходит следующим образом: производится накопление наблюдений путем последовательного задания давления с контролем эталонным манометром и считывания откликов сигналов датчиков с записью в файл. При градуировке нескольких датчиков происходит сортировка данных наблюдений по каждому датчику отдельно. После этого производится стандартная процедура линейной аппроксимации из библиотеки функций LabVIEW с определением коэффициентов a_0 и a_1 в виде выражения $P=a_0 + a_1x$.

Программа накопления наблюдений работает следующим образом: сигналы датчиков последовательно опрашиваются в следующем режиме: дискретность опроса для каждого датчика - 1мсек, количество съёмов показаний по каждому датчику – 16384, таким образом, по каждому датчику имеется 16384 показания за 16,384 сек, эти данные записываются в файл с индексом «0». После этого программа считывает данные градуировочных характеристик датчиков, производится вычисление значения давления по каждому элементу выборки для каждого датчика и данные записываются в файл с индексом «2». После этого программа с помощью стандартной процедуры из библиотеки функций LabVIEW осредняет с помощью выражения

$$\mu = \sum_{i=0}^{n-1} \frac{x_i}{n}$$

данные по всей длине выборки для каждого датчика, и определяет среднеквадратические отклонения с помощью выражения

$$\sigma^2 = \sum_{i=0}^{n-1} \frac{(x_i - \mu)^2}{n-1}.$$

Значение коэффициента давления C_p для каждой точки съёма информации рассчитывается по формуле:

$$C_p = \frac{\Delta P_i}{\Delta P},$$

где: ΔP_i – разность между давлением в i -ом приемнике давления и давлением в датчике статического давления, ΔP – разность между давлениями в датчиках полного и статического давления.

Среднеквадратические отклонения C_p определяется с помощью выражения

$$\sigma C_p = \frac{\sigma \Delta P_i}{\Delta P}.$$

Эти данные записываются в файл с индексом «1».

Программы представления экспериментальной информации содержат процедуру сортировки данных по точкам съёма информации и углам положения модели в розе ветров и процедуру сглаживания выборки по длине подвыборки по представлению экспериментатора и запись полученной информации в файлы. Вся информация записывается в текстовые файлы (.txt), что позволяет проводить дальнейшую обработку данных в большинстве распространенных пакетов обработки массивов.

Погрешность измерения используемых датчиков давления $\delta \Delta P_i$ составляет около 40 Па. При скорости потока $V = 30$ м/с $\Delta P \approx 500$ Па. В этом случае погрешность определения

коэффициента давления C_p равна $\delta C_p \approx \frac{2\delta \Delta P_i}{\Delta P} \approx 0,08$.

В таблице 3.3 приведены значения C_p для дренажных точек № 20, 25, 30 на модели при угле набегающего потока $\beta=105^\circ$ в диапазоне скоростей $V=15 \div 25$ м/с.

Таблица 3.3.

№ точки \ V м/с	V м/с				
	10	15	20	25	30
1	0.958	0.945	0.949	0.950	0.948
2	1.025	1.002	0.999	0.997	0.996
3	1.037	1.016	1.018	1.014	1.014
4	1.037	1.021	1.023	1.019	1.018
5	-0.791	-0.764	-0.791	-0.770	-0.761
6	-0.782	-0.753	-0.780	-0.759	-0.751
7	-0.740	-0.715	-0.742	-0.720	-0.713
8	-0.722	-0.691	-0.718	-0.697	-0.690
9	-0.812	-0.794	-0.811	-0.792	-0.776
10	-0.715	-0.696	-0.728	-0.707	-0.700
11	-0.608	-0.595	-0.626	-0.600	-0.603
12	-0.559	-0.528	-0.550	-0.541	-0.535
13	-0.794	-0.765	-0.790	-0.770	-0.759
14	-0.788	-0.761	-0.783	-0.762	-0.752
15	-0.741	-0.713	-0.740	-0.719	-0.715
16	-0.724	-0.695	-0.715	-0.693	-0.693

Согласно таблице 3.3 разброс значений C_p не превышает экспериментальной погрешности. Таким образом, подтверждается, что проведение аэродинамических испытаний данной модели при скорости потока 30 м/с дает результаты, не зависящие от числа Рейнольдса.

3.3.3. Описание конструкции и модели

Модели представляют собой два параллелепипеда с размерами 595*215*187мм (модель №1) и 665*212*185мм (модель №2) (рис. 3.5-3.6).

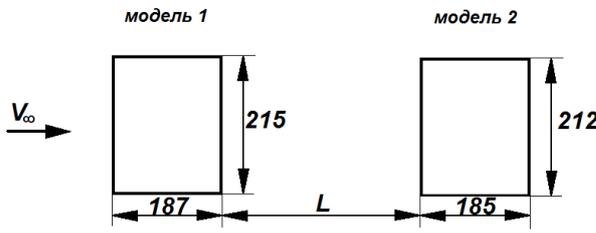


Рис.3.5. Взаимное расположение моделей в рабочей части трубы (вид сверху)

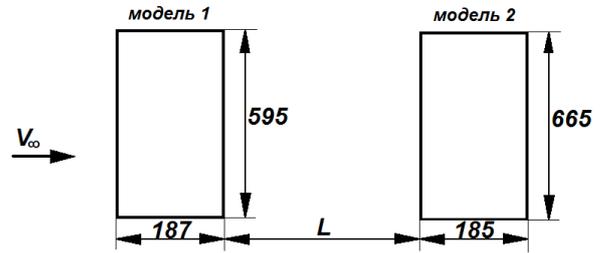


Рис. 3.6. Взаимное расположение моделей в рабочей части трубы (вид сбоку)

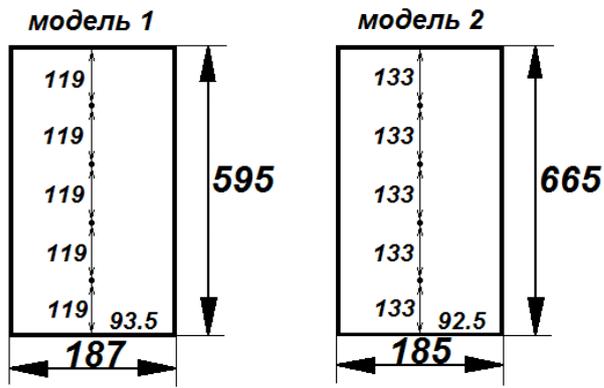


Рис. 3.7. Расположение приемников давления на моделях

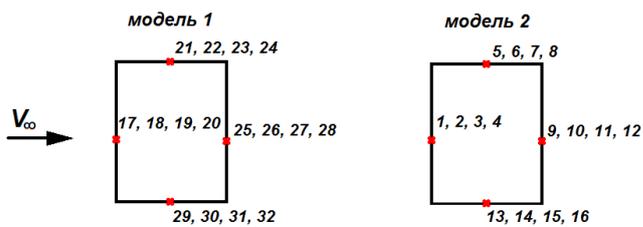
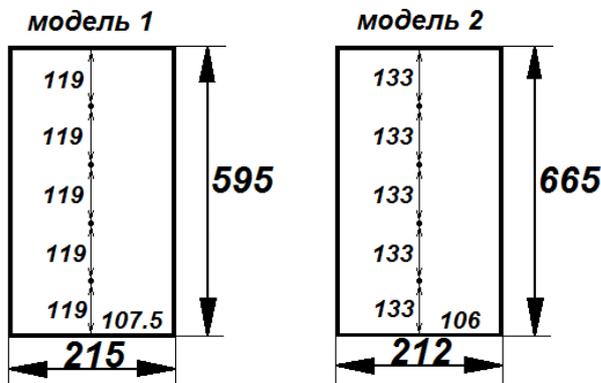


Рис. 3.8. Схема нумерации приемников давления на моделях (вид сверху)

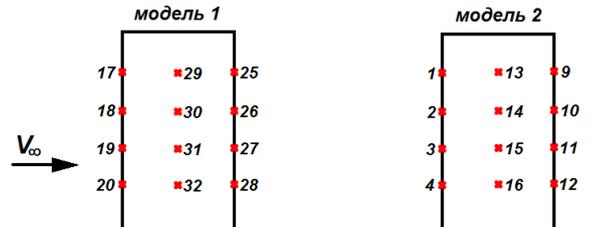


Рис. 3.9. Схема нумерации приемников давления на моделях (вид справа по потоку)

Модель №2 закрепляется в центре аэродинамического стола, так, что плоскости двух вертикальных стенок модели с ребрами длиной 185 мм параллельны вектору скорости набегающего потока, а плоскости стенок модели с ребрами длиной 212 мм перпендикулярны.

Модель №1 закрепляется на расстоянии L от модели №2 вверх по потоку аналогичным образом (плоскости двух вертикальных стенок модели с ребрами длиной 187 мм параллельны вектору скорости набегающего потока, а плоскости стенок модели с ребрами длиной 215 мм перпендикулярны.).

В эксперименте расстояние L было равным 0, 200, 400, 600, 800, 1000 мм. ($L=0$ означает, что на аэродинамическом столе находится только модель №2). Датчики давления подключаются непосредственно к дренажным точкам, расстояние между датчиком давления и дренажным отверстием на модели составляет 30мм. Дренажные отверстия расположены на вертикальной средней линии каждой боковой грани моделей (по 4 датчика на грань) схема расположения моделей и дренажных точек представлены в приложениях на рис. 3.5-3.9.

3.3.4. Результаты измерений

Измерения распределения коэффициентов давления C_p проводились для 16 точек на модели №2 при $L=0$ мм и для 32 дренажных точек при $L=200, 400, 600, 800, 1000$ мм. Коэффициент давления C_p рассчитывался по формуле:

$$C_p = \frac{\Delta P_i}{\Delta P},$$

где: ΔP_i – разность между давлением в i -ом приемнике давления и давлением в датчике статического давления, ΔP – разность между давлениями в датчиках полного и статического давления.

Для выявления основных несущих частот пульсаций нестационарного потока $P = f(L, i, t)$, где i - номер дренажной точки, t - время, использовалось спектральное представление временного ряда.

Временная последовательность P_i представлялась в виде ряда Фурье:

$$P(t) = \frac{A_0}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} A_k \cos(k\omega_1 t + \varphi_k), \quad k = 0, 1, 2, \dots, \quad \text{где } \omega_1 = \frac{2\pi}{T}.$$

В таблице 3.4 указаны коэффициенты давления C_p , соотнесенные с номерами дренажных точек на модели при в зависимости от расстояния между моделями №1 и №2.

В строчке №33 даны показания коэффициента полного давления измеренного над моделью №2 на расстоянии 400мм от верхней плоскости модели.

Таблица 3.4.

Коэффициенты ветрового давления на модели тандема параллелепипедов

L(mm)	0	200	400	600	800	1000
№ точки						
1	0.948	-0.608	-0.281	0.029	0.340	0.567
2	0.996	-0.719	-0.526	-0.211	0.050	0.298
3	1.014	-0.671	-0.651	-0.430	-0.135	0.090
4	1.018	-0.617	-0.590	-0.416	-0.131	0.065
5	-0.761	-0.301	-0.125	-0.026	-0.114	-0.269
6	-0.751	-0.451	-0.237	-0.091	-0.168	-0.267
7	-0.713	-0.497	-0.374	-0.222	-0.209	-0.264
8	-0.690	-0.503	-0.381	-0.221	-0.171	-0.203
9	-0.776	-0.324	-0.235	-0.212	-0.309	-0.331
10	-0.700	-0.318	-0.244	-0.218	-0.256	-0.265
11	-0.603	-0.280	-0.222	-0.217	-0.258	-0.263
12	-0.535	-0.221	-0.176	-0.171	-0.243	-0.245
13	-0.759	-0.365	-0.158	-0.058	-0.166	-0.387
14	-0.752	-0.519	-0.285	-0.147	-0.229	-0.376
15	-0.715	-0.514	-0.383	-0.234	-0.249	-0.311
16	-0.693	-0.520	-0.372	-0.220	-0.193	-0.256
17		0.936	0.942	0.947	0.960	0.963
18		0.993	0.997	1.005	1.014	1.018
19		1.020	1.023	1.032	1.039	1.040
20		1.016	1.021	1.031	1.045	1.051
21		-0.709	-0.637	-0.589	-0.557	-0.529
22		-0.673	-0.624	-0.584	-0.553	-0.528
23		-0.679	-0.612	-0.576	-0.538	-0.512
24		-0.690	-0.602	-0.562	-0.532	-0.498
25		-0.654	-0.616	-0.603	-0.567	-0.557
26		-0.640	-0.573	-0.576	-0.519	-0.495
27		-0.626	-0.510	-0.502	-0.452	-0.416
28		-0.600	-0.459	-0.403	-0.381	-0.364
29		-0.723	-0.641	-0.606	-0.554	-0.529
30		-0.665	-0.618	-0.600	-0.552	-0.526
31		-0.599	-0.564	-0.563	-0.540	-0.512
32		-0.599	-0.541	-0.565	-0.540	-0.504
33	1.115	1.105	1.096	1.091	1.085	1.082

В таблицу 3.5 сведены основные несущие частоты соотнесенные с номерами дренажных точек на модели при в зависимости от расстояния между моделями №1 и №2.

Таблица 3.5.

Основные несущие частоты (Гц) ветрового давления на модели тандема параллелепипедов

L(mm)	0	200	400	600	800	1000
№ точки						
1	-	15,1	-	8,1	-	-
2	-	-	-	-	-	-
3	-	-	-	-	-	-
4	-	-	-	-	-	-
5	15,7	15,1	-	16,0	13,1	12,9
6	15,7	15,1	-	16,0	13,2	12,9
7	15,7	15,1	-	16,0	13,2	12,9
8	15,7	15,1	19,0	16,0	13,0	12,9
9	-	-	-	-	-	-
10	-	-	-	-	-	-
11	-	-	-	-	-	-
12	-	-	-	-	-	-
13	15,7	15,1	-	16,0	13,1	12,9
14	15,7	15,1	19,0	16,0	13,1	12,9
15	15,7	15,1	-	16,0	13,1	12,9
16	15,7	15,1	18,2	15,9	13,1	12,9
17	-	-	-	-	-	-
18	-	-	-	-	-	-
19	-	-	-	-	-	-
20	-	-	-	-	-	-
21	-	-	-	-	13,1	12,9
22	-	-	-	8,1; 15,9	13,1	12,9
23	-	-	-	8,1; 15,9	13,1	12,9
24	-	-	-	8,1; 15,9	13,1	12,9
25	-	-	-	-	-	-
26	-	-	-	7,9	7,3	6,8
27	-	-	-	7,9	6,1	-
28	-	-	-	10,1	5,0; 10,6	3,5
29	-	-	-		13,1	12,9
30	-	-	-	15,3	13,0	12,9
31	-	-	-	13,0; 26	13,0	12,9
32	-	-	19,8	14,8	13,0	12,9

Примечание: жирным шрифтом выделены частоты, которые выражены слабо. Остальные частоты ясно и четко выражены и сомнений нет, что они несут основную энергию потока.

Таким образом, получены распределения коэффициентов ветрового давления для модели двух параллелепипедов. Определены ветровые нагрузки в зависимости от расстояния между параллелепипедами (представлены в таблице 3.4). Выявлены основные несущие частоты нестационарного потока вблизи модели в зависимости от расстояния между параллелепипедами (представлены в таблице 3.5).

3.4. Моделирование до-и сверхзвукового обтекания каплевидного тела

3.4.1.Траекторное исследование.

Баллистический эксперимент по изучению обтекания и аэродинамических характеристик исследуемой в работе каплевидной модели выполнялся на Большой баллистической установке ФТИ им.А.Ф.Иоффе. Ее описание приведено в [12]. Герметизируемый полигон может заполняться различными газами при давлении от 0,01 до 2 атм., максимальная скорость при использовании пороховых метателей [65] составляет 1800 м/сек. Организуемые колебания в вертикальной плоскости образуют плоское движение моделей; анализ такого движения существенно упрощает процедуру траекторного исследования для нахождения зависимости коэффициентов аэродинамических сил от угла атаки.

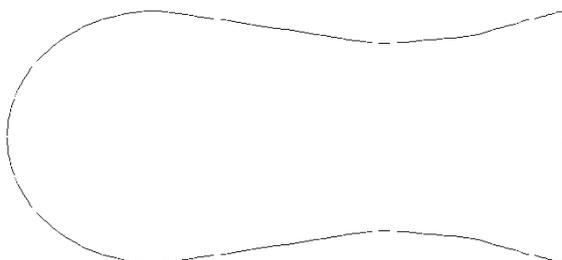


Рис.3.10. Контур модели каплевидного тела с конической юбкой

Экспериментальные исследования модельных форм формируемых взрывом тел [70] осуществлялись при атмосферном давлении при числе Рейнольдса $Re=3 \times 10^6$.

Рассматриваемое каплевидное тело (рис.3.10) не обладает значительной устойчивостью и совершает колебания по углу атаки в пределах $2-4^0$. Полагая слабым изменение коэффициента сопротивления C_x в этом диапазоне, находится его значение по методике определения постоянного коэффициента сопротивления [87]. Этот метод, называемый еще методом «трехточки», требовал знания 3 координат X и двух значений времени T последовательно по постам регистрации. Используя такую методику, C_x получается как среднее арифметическое.

3.4.2. Интерференционное исследование.

В середине полигона размещается сечение интерферометрии, оснащенное теньвым прибором, преобразованным в дифракционный интерферометр [87] с чечевицеобразным полем протяженностью 200мм в продольном направлении.

В ходе испытаний моделей тел получены мгновенные интерферограммы обтекания исследуемого каплевидного тела (как и мгновенные тенеграммы с импульсными источниками). Восстановление радиальных профилей плотности в поперечных сечениях осесимметрично обтекаемого тела проводится по стандартной методике [71]. Полная процедура интерференционного исследования кратко описана в [25]. В поле настройки устанавливалось ~60 равноотстоящих полос, перпендикулярных траектории, дисперсия разности хода принималась в 0.07 полосы. Размер поля составлял 200 мм.

Процедура в рамках алгоритма [71] позволяла устанавливать соответствие полос при переходе через ударную волну, такой же прием позволял установить соответствие номеров полос на внутренней ударной волне. Определялась погрешность определения плотности, которая была характерной для поля сверхзвукового обтекания тел.

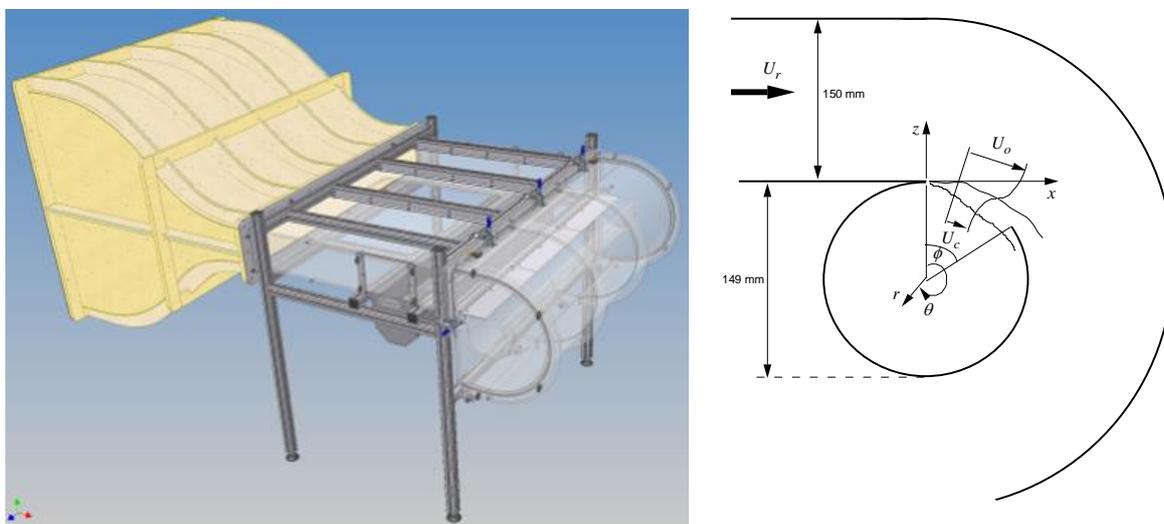


Рис.3.11. Установка для измерения характеристик течения в круговой камере в поворотном канале с переменным углом раскрытия

В основе [71] лежит подход Шардина. В [69] показано, что такой алгоритм не ведет к заметному накоплению ошибок во внутренних кольцевых зонах. Однако с уменьшением размеров кольца или вблизи оси сечения расшифровки ошибка повышалась ввиду уменьшения пути, на котором работал искомым коэффициент преломления.

В результате получены радиальные распределения безразмерной плотности, которые сравнивались с результатами численного расчета.

При рассмотрении каплевидного тела в полете для расшифровки плотности были выбраны сечения в середине тела, над юбкой-стабилизатором и за донным срезом тела. В сечениях над стабилизатором улавливается скачок плотности от стабилизирующей юбки. Однако, ввиду малого угла этого стабилизатора скачок относительно невелик, что наряду с его расположением обуславливает слабое стабилизирующее действие юбки.

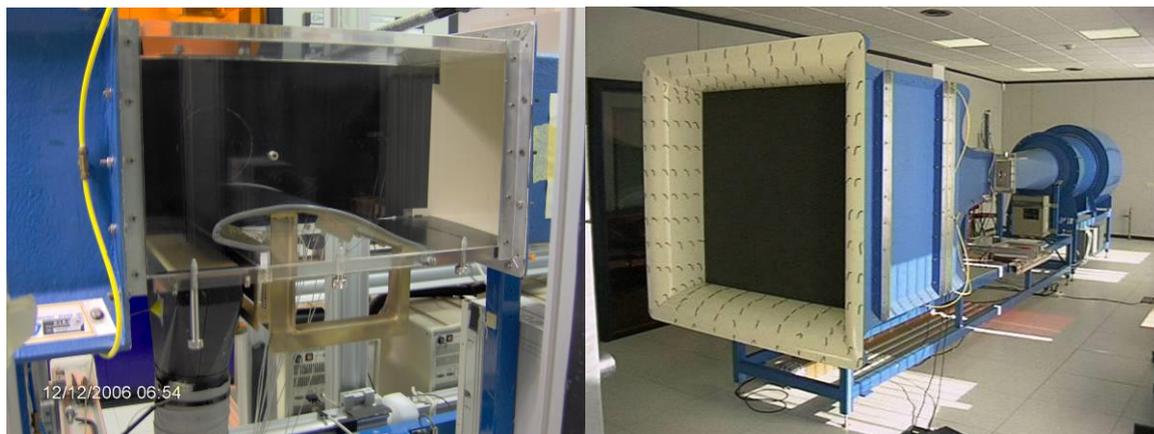


Рис.3.12. СТ-1 аэродинамическая труба и тестовая установка с толстым профилем без вихревой ячейки на стенке в рабочей части СТ-1

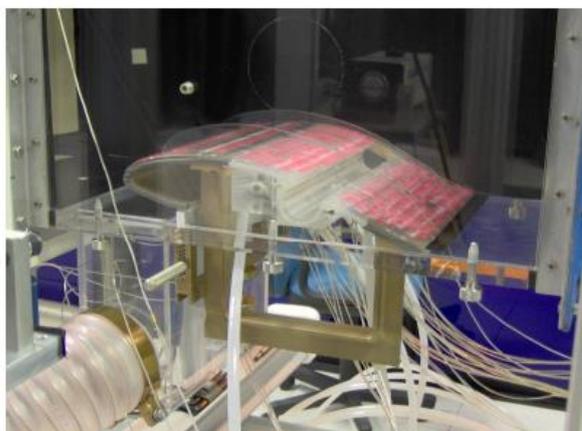


Рис.3.13. Тестовая установка с вихревой ячейкой в СТ1

3.5. Каверна с переменным углом раскрытия в поворотном канале

В университете Саутгемптона в середине минувшего десятилетия под руководством Я.Кастро разработана и построена установка с расположением круговой каверны в поворотном канале [115], предназначенная для анализа циклических слоев в цилиндрических вихрях (рис.3.9). В книге эти материалы представляются вместе с результатами численного моделирования.

На рис.3.12-3.13 показаны аэродинамическая труба СТ1 в CIRA (Турин) и тестовая установка с толстым профилем MQ, закрепленным на стенке в рабочей части [86,90,89].

Некоторые сравнения измерений коэффициентов давления на этой установке с численными прогнозами представляются дальше в книге.

4. Разработка и модернизация многоблочных вычислительных технологий. Модификации с учетом кривизны линий тока полуэмпирических моделей турбулентности с акцентом на модификации MSST 2003 года. Сравнение пакетов прикладных программ.

4.1. Модификация многоблочных вычислительных технологий.

Как известно, сеточные структуры для решения краевых задач гидромеханики подразделяются на структурированные с упорядоченными четырехугольными (в плоском случае) ячейками и неструктурированные с ячейками в форме треугольников, шестигранников [93]. Для течений вязкой жидкости с высокими градиентами (с пограничными и сдвиговыми слоями) при высоких числах Рейнольдса масштабы характерных зон обратно пропорциональны Re и для их корректного разрешения необходимо сгущение сеточных узлов и значительное уменьшение размеров расчетных ячеек. Вихревые дорожки в следе за телом также требуют измельчения ячеек для своего разрешения. Полностью неструктурированные сетки плохо приспособлены к сгущению в окрестности стенок, к тому же точность расчетов по схемам высокого порядка на них ниже, чем на структурированных аналогах. В то же время следует отметить, что ряд интересных задач аэромеханики характеризуется наличием многосвязных расчетных подобластей, например обтекание профиля с вихревыми ячейками [9,39], с закрылками и предкрылками [104,136], взаимодействие потока с цилиндром в дырчатом кожухе с перетеканием воздуха из зоны высокого давления в зону низкого давления в следе [102]. Применение моноблочных (с одной матрицей) структурированных сеток в случае сложных геометрий затруднительно и поэтому издавна применяются многоблочные сетки с наложением (*overlapping grids*). Такие сетки требуют интерполяции в приграничных ячейках составляющих их фрагментов, причем, как правило, она неконсервативная. Это обстоятельство, а также наличие крупных ячеек на периферии фрагментарных сеток привели к тому, что в 1996 году для задач обтекания составного профиля предложены сетки типа «DRAGON» [104], в которых зоны пересечения сеток выбрасывались и заменялись неструктурированными вставками. Несмотря на очевидную перспективность концепции, она не получила развития и использования в пакетах прикладных программ. В то же время разработка основанных на многоблочных сетках многоблочных вычислительных технологий (МВТ) в пакете VP2/3 (*velocity-pressure, 2D/3D*) объединила

применение сеток с наложением для многосвязных расчетных областей с введением дополнительных разномасштабных сеток для отображения пограничных и сдвиговых слоев, вихревых дорожек и других физических элементов решаемых задач [42]. Также в сочетании с МВТ была предложена в рамках концепции расщепления по физическим процессам обобщенная процедура коррекции давления для расчета до-, сверх- и гиперзвуковых течений с отрывом потока. В [59] при решении задачи о циркуляционном течении в каверне с подвижной крышкой на моноблочных и многоблочных с пересечением сетках оценена погрешность решения при линейной интерполяции в приграничных ячейках фрагментарных сеток и показана ее приемлемость. В данной работе расчеты на различных типах сеток сочетаются с применением разных методов и пакетов прикладных программ.

Используемые для замыкания URANS полуэмпирические модели турбулентности, как правило, калибруются по данным измерений для пристеночных течений. Успешность подавляющего большинства моделей определяется их использованием для задач с малоинтенсивными турбулентными вихревыми и отрывными течениями. Однако давно известно (см., например, [17]), что требуются коррекции к двухпараметрической диссипативной модели с учетом влияния кривизны линий тока на характеристики турбулентности при расчете течений с интенсивными крупномасштабными уловленными вихрями. В последние десятилетия для моделирования отрывных течений широко используется модель переноса сдвиговых напряжений (SST - shear-stress transport) Менгера. Она вставлена во все коммерческие и открытые пакеты прикладных программ. Однако из двух разновидностей SST-моделей 1993 [111] и 2003 [113] года в пакетах применяется последняя версия. В первой при расчете вихревой вязкости используется модель завихренности, а во второй – модуль тензора скоростей деформации. Различие между версиями существенное и проявляется в расчетах крупномасштабных вихрей. Известно, что в ядрах вихрей завихренность близка к постоянной величине (модель Бэтчелора [29]). Поэтому при использовании первой модели накачки вихревой вязкости в них не происходит. В то же время, как подтверждено многочисленными тестами [43,28], применение SST-модели 2003 года приводит к ложной накачке вихревой вязкости в ядра крупномасштабных вихрей и к чрезмерному уровню вихревой вязкости в целом. Избежать нефизической накачки вихревой вязкости оказалось возможным в рамках обобщенного подхода Роди-Лещинера-Исаева (RLI) [42], связанного с коррекцией вихревой вязкости, рассчитанной в SST-модели 2003 года, с помощью поправочной функции от турбулентного числа Ричардсона с введением полуэмпирической константы Исаева-Харченко-Усачова $C_s=0.02$ вместо 0.1 [17] в поправке к двухпараметрической

диссипативной модели. Поправка на кривизну линий тока в рамках подхода RLI введена в пакеты VP2/3 и sigma-flow. Также в работе тестируется модифицированная SST-модель 2003 года, предложенная Смирновым и Менгером (SM) [128] на основе идей Спаларта и Шура [128]. Эта SST-модель 2003 года с коррекцией SM применяется в пакетах Fluent, CFX и VP2/3. И, наконец, при использовании пакета StarCCM+ дополнительно вводится поправка Дурбина [92] в SST-модель.

Верификация стандартной SST –модели 2003 года в дальнейшем проводится на пакетах VP2/3, sigma-flow, Fluent, CFX, Open FOAM и StarCCM+ при расчете турбулентного обтекания полукругового цилиндра при $\alpha=0^\circ$ и $Re=50000$. Модифицированные версии MSST с поправками на кривизну линий тока в сочетании с сетками различной топологии и расчетными методами также испытываются при решении этой задачи испытываются совместно с четырех-параметрическими моделями ζ - f [92] и ζ - a , развитой на основе [92,95,109,110,131]. Численные прогнозы по расчетным моделям сравниваются с результатами специально проведенного физического эксперимента в аэродинамической трубе по определению локальных и оценке интегральных аэродинамических нагрузок на полукруговой цилиндр.

4.2. Полуэмпирические модели турбулентности в вычислительной аэродинамике утолщенных тел с вихревыми ячейками

Подход, основанный на решении осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса, является базовым при конструировании технологий численного моделирования тел с вихревыми ячейками. Как и в [55,28], для решения задач о двумерных нестационарных турбулентных вихревых и отрывных течениях обтекании несжимаемой вязкой жидкостью утолщенных объектов типа полукругового профиля применяется математическая модель, основанная на системе осредненных по Рейнольдсу нестационарных уравнений Навье-Стокса (URANS), а в случае течения сжимаемого вязкого газа к ним добавляются уравнение состояния и уравнение энергии подобно тому, как это делается, например, в [42,39].

Для их замыкания использованы несколько полуэмпирических моделей турбулентности разного уровня сложности, наиболее простой из которых является модель переноса сдвиговых напряжений (MSST), хорошо зарекомендовавшая себя в приложении к типичным пристеночным течениям, в том числе с отрывом потока [111,113]. Предложенная Менгером k - ω - модель представляет обобщение двух моделей турбулентности: k - ε - модели Лаундера-Сполдинга для зон сдвигового течения вдали от

стенки и $k-\omega$ - модели Саффмена-Вилкокса для пристеночной области. Кроме того, при конструировании зональной модели переноса сдвиговых напряжений использованы идеи, реализованные в модели турбулентности Джонсона-Кинга. Как отмечалось ранее, старая модель SST 1993 года [111] использует при определении вихревой вязкости модуль завихренности Ω , а новая модель SST 2003 [113], как и большинство полуэмпирических моделей дифференциального типа, включает в выражение для вихревой вязкости модуль тензора скоростей деформации S . Важно подчеркнуть, что полуэмпирические модели калибруются в основном на пристеночных течениях, почему и возникает необходимость их настройки на отрывные течения высокой интенсивности. Как отмечается в [29], подход Роди-Лещинера к коррекции вихревой вязкости в широко используемой в восьмидесятые-девяностые годы прошлого века высокорейнольдсовой версии двухпараметрической диссипативной модели турбулентности Лаундера-Сполдинга [106] заключался в воздействии на нее поправочной функцией $f_c = 1/(1+C_c \times Rit)$, причем константа $C_c=0.57$ определена из аналитических соображений при расчете турбулентных кольцевой и сдвоенных параллельных струй [108] и наложено ограничение на произведение $f_c \times C_\mu$: $0.02 < f_c \times C_\mu < 0.15$ (в стандартной $k-\epsilon$ - модели [106] полуэмпирическая константа в выражении для вихревой вязкости $C_\mu=0.09$). Исаевым проведено обобщение подхода Роди-Лещинера (RLI подход) для модели Ментера 2003 года, причем им, Харченко и Усачовым подобрана константа $C_c=0.02$ [29] из условия наилучшего согласования численных прогнозов и экспериментальных данных для многочисленных примеров отрывных течений. Недавно Смирнов и Ментер [128] предложили еще одну коррекцию MSST 2003 года (SM коррекция), связанную с распространением поправки Шура-Спаларта в модели вихревой вязкости Спаларта-Аллмареса [130] на двухпараметрическую модель Ментера. Отметим также поправку Дурбина [92], которая вводится в SST-модель 2003 года.

Пристеночные условия для SST-моделей формулируются как равенство нулю нормальной производной к стенке для энергии турбулентности и определение удельной скорости диссипации турбулентной энергии в пристеночной ячейке следуя [112].

В качестве полуэмпирических моделей высокого уровня сложности рассматриваются две четырех-параметрические модели $\zeta-f$ и $\zeta-a$. Как уже ранее отмечалось, модель $\zeta-f$ разработана Ханьяlichem [95] и достаточно хорошо известна. Поэтому несколько подробнее опишем недавно созданную модель $\zeta-a$. Она построена редуцированием модели переноса рейнольдсовых напряжений с эллиптической релаксацией [109,110] до четырёх-параметрической модели вихревой вязкости. По сути, модель является версией

оригинальной модели Дурбина [91], основанной на следующей зависимости для вихревой вязкости, справедливой в окрестностях стенки

$$\mu_t = \rho C_\mu \overline{v^2} T_t,$$

где $\overline{v^2} \equiv \overline{u'_2 u'_2}$ компонента тензора рейнольдсовых напряжений для нормальных к стенке пульсаций скорости, нижний индекс 2 соответствует нормальному к стенке направлению, константа $C_\mu=0.21$, T_t – временной масштаб турбулентности, ρ – плотность среды.

Из системы уравнений модели переноса рейнольдсовых напряжений выделим одно уравнение переноса компоненты тензора рейнольдсовых напряжений для нормальных к стенке пульсаций скорости:

$$\rho \frac{D\overline{v^2}}{Dt} = D_{22} + \rho(\phi_{22} - \varepsilon_{22}). \quad (4.1)$$

В правой части уравнения (4.1) последовательно записаны диффузионное слагаемое, перераспределительный член, представляющий собой корреляцию давления и тензора скоростей деформации, и скорость диссипации. В пристеночном слое генерация нормальной к стенке компоненты тензора рейнольдсовых напряжений отсутствует, а для моделирования диффузионного слагаемого примем градиентную гипотезу:

$$D_{22} = \nabla \cdot \left[(\mu + \mu_t) \nabla \overline{v^2} \right].$$

По аналогии с моделью ζ - f [95] выполним переход к безразмерной переменной $\zeta = \overline{v^2} / k$

$$\frac{D\zeta}{Dt} = \frac{1}{k} \frac{D\overline{v^2}}{Dt} - \frac{\overline{v^2}}{k^2} \frac{Dk}{Dt},$$

где k – кинетическая энергии турбулентных пульсаций. Используя уравнение переноса кинетической энергии турбулентных пульсаций

$$\rho \frac{Dk}{Dt} = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] + P - \rho \varepsilon \quad (4.2)$$

и уравнение (4.1), уравнение переноса нормированной интенсивности нормальных к стенке пульсаций скорости принимает вид:

$$\rho \frac{D\zeta}{Dt} = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla \zeta \right] + \rho \frac{1}{k} (\phi_{22} - \varepsilon_{22}) - \frac{\zeta}{k} (P - \rho \varepsilon) + X, \quad (4.3)$$

где кросс-диффузионный член

$$X = \frac{2}{T_t \varepsilon} \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) (\nabla \zeta \cdot \nabla k). \quad (4.3a)$$

Здесь ε – изотропная скорость диссипации турбулентной энергии, и P – генерация турбулентной энергии, рассчитываемая как $P = \mu_t 2S_{ij}S_{ij}$, S_{ij} – тензор скоростей деформации.

Переупорядочив переменные в уравнении (4.3) и введя обозначение

$$f \equiv \frac{1}{k}(\phi_{22} - \varepsilon_{22} + \varepsilon\zeta),$$

получим уравнение переноса в следующем виде

$$\rho \frac{D\zeta}{Dt} = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla \zeta \right] + \rho f - \frac{\zeta}{k} P + X. \quad (4.4)$$

Аналогичное уравнение, но с отброшенным кросс-диффузионный членом, формулируется в модели ζ - f [95]. В соответствии с исходной моделью на основе эллиптического смешивания [110], функция f в уравнении переноса ζ рассчитывается на основе распределения эллиптического параметра a :

$$f = (1 - a^3) f_w + a^3 f_h, \quad (4.5)$$

где пристеночное значение функции f

$$f_w = \frac{1}{k}(\phi_{22}^w - \varepsilon_{22}^w) + \frac{\varepsilon}{k} \zeta = -6 \frac{\varepsilon}{k} \zeta + \frac{\varepsilon}{k} \zeta = -5 \frac{\varepsilon}{k} \zeta \quad (4.6)$$

и значение функции f вдали от стенки

$$f_h = \frac{1}{k}(\phi_{22}^h - \varepsilon_{22}^h) + \frac{\varepsilon}{k} \zeta = -\frac{\varepsilon}{k} \left(C_{1f} - 1 + C_{2f} \frac{P}{\rho \varepsilon} \right) \left(\zeta - \frac{2}{3} \right). \quad (4.7)$$

Константы модели взяты из базовой модели для вторых моментов [110] и основываются на модели SSG [131]: $\sigma_k = 1.0$, $C_{1f} = 1.7$, $C_{2f} = 0.9$.

Эллиптическое уравнение для функции смещения a формулируется следующим образом:

$$\nabla^2 a + \frac{1}{L_t^2} (1 - a) = 0, \quad (4.8)$$

где пространственный масштаб L_t рассчитывается с использованием условия реализуемости и ограничен снизу Колмогоровским масштабом длины:

$$L_t = C_L \max \left[\min \left(\frac{k^{3/2}}{\varepsilon}, \frac{k^{1/2}}{C_\mu \sqrt{6S_{ij}S_{ij}\zeta}} \right), c_\eta \left(\frac{\mu^3}{\rho^3 \varepsilon} \right)^{1/4} \right], \quad c_\eta = 80, \quad C_L = 0.133. \quad (4.9)$$

Условия реализуемости $2k \geq \overline{u_i'^2} \geq 0$ [92] применяются к связи тензора турбулентных напряжений и тензора скоростей деформации, выраженной в гипотезе Буссинеска

$\overline{\rho u'_i u'_j} = -2\mu_t S_{ij} + 2/3 k \delta_{ij}$. В результате формулируются ограничения на турбулентные масштабы длины (4.9) и времени (4.11).

Транспортное уравнение для скорости диссипации турбулентной энергии наследуется из базовой модели:

$$\rho \frac{D\varepsilon}{Dt} = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right] + \frac{C_{\varepsilon 1} P - C_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon}{T_t}, \quad (4.10)$$

где константы модели

$$C'_{\varepsilon 1} = C_{\varepsilon 1} \left(1 + A_2 (1 - a^3) \frac{P}{\rho \varepsilon} \right), \quad A_2 = 0.065, \quad \sigma_\varepsilon = 1.3, \quad C_{\varepsilon 2} = 1.83, \quad C_{1f} = 1.44$$

и временной масштаб турбулентности с наложенным условием реализуемости:

$$T_t = \max \left[\min \left(\frac{k}{\varepsilon}, \frac{0.6}{C_\mu \sqrt{6 S_{ij} S_{ij}} \zeta} \right), c_T \left(\frac{\mu}{\rho \varepsilon} \right)^{1/2} \right]. \quad (4.11)$$

Для определения коэффициента генерации в пристеночном слое возможно использование альтернативной формулы [131]:

$$C'_{\varepsilon 1} = C_{\varepsilon 1} \left(1 + A_1 (1 - a^3) \frac{1}{\sqrt{\zeta}} \right), \quad A_1 = 0.03.$$

Как и во всех моделях данного семейства турбулентная вязкость определяется по формуле:

$$\mu_t = \rho C_\mu k \zeta T_t, \quad C_\mu = 0.21. \quad (4.12)$$

Граничные условия на стенке при интегрировании до стенки задаются следующим образом:

$$k = 0, \quad \varepsilon = 2\mu k / \rho y^2, \quad \zeta = 0, \quad a = 0.$$

Модель может быть использована с произвольными пристеночными функциями. В этом случае, как и для кинетической энергии турбулентности, для безразмерной величины ζ применяется условие отсутствия диффузионного потока в стенку: $\partial \zeta / \partial n = 0$.

Граничное условие на стенке для эллиптической функции смещения a определяется на основе расчётов развитого турбулентного течения в канале и является функции безразмерного расстояния от стенки до первого пристеночного узла y_1^+ :

$$a_w = 1 - \exp \left(-\frac{y_1^+}{A^+} \right), \quad A^+ \sim 18. \quad (4.13)$$

В вязком подслое значение a стремится к нулю.

Окончательно, модель описывается набором дифференциальных уравнений (4.2, 4.4, 4.8, 4.10) и выражений для турбулентных величин (4.9, 4.11, 4.12).

В настоящее время разработано большое количество моделей, базирующихся на модели Дурбина, в том числе и модели, использующие стратегию эллиптического смешивания. Наиболее полный обзор моделей класса приведен в работе [85]. Результат сильно зависит от версии модели и может существенно отличаться от экспериментальных данных. Предсказательная эффективность моделей во многом зависит от деталей модели, от подобранных констант и граничных условий, не относящихся напрямую к базовой концепции модели Дурбина.

На входной части внешней границы расчетной области для задач внешнего обтекания тел заданы параметры невозмущенного потока. Характеристики турбулентности определены, также как, например, в [3,55,42,28] для условий проведения физических экспериментов в аэродинамических трубах. Так, энергия турбулентности на входной границе k_∞ задана по степени турбулентности набегающего потока $Tu_\infty = 1.5\%$, а масштаб турбулентности l_∞ выбран из условия близости величины вихревой вязкости физической.

На выходной части внешней границы ставятся мягкие граничные условия (условия продолжения решения), на поверхности тела – условия прилипания. y^+ у стенки не превышает 1. В случае течения сжимаемого газа стенки полукругового цилиндра принимаются адиабатическими. В качестве начальных условий принимается состояние удара равномерного потока на внезапно остановленный толстый профиль, первоначально сносимый со скоростью потока.

4.3. Пакеты гидродинамического профиля. Характерные черты расчетных алгоритмов.

Основанные на решении нестационарных осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса с использованием каталогов полуэмпирических моделей пакеты прикладных программ стали мощным инструментом прогнозирования параметров течения и характеристик турбулентности. В проведенном методическом исследовании на примере решения тестовой двумерной задачи турбулентного обтекания полукругового цилиндра несжимаемой вязкой жидкостью сравниваются коммерческие промышленные пакеты (Fluent [82], CFX[83], Star CCM+[132]), пакеты открытого доступа (OpenFOAM [116]) и исследовательские пакеты (VP2/3[42], SigmaFlow[97]).

В основу всех реализованных в пакетах расчетных алгоритмов положены концепция расщепления по физическим процессам и применение сеточных методов решения исходных уравнений [42,93].

Использование концепции расщепления позволяет разделить систему дифференциальных уравнений в частных производных на блоки, содержащие уравнения сохранения количества движения в естественных переменных (в том числе декартовых составляющих скорости для течений несжимаемой вязкой жидкости), заменяющее уравнение неразрывности уравнение коррекции давления (SIMPLEC[133,103]), уравнения их замыкания (из выбранной модели турбулентности), а также уравнение энергии в случае течения сжимаемого вязкого газа [42].

Система нестационарных уравнений, преобразованных к дискретному виду, таким образом, решается поблочно на каждом временном шаге в рамках глобального итерационного процесса (примерно 10-20 итераций), когда на каждой из них при одной итерации при решении уравнений количества движения совершаются несколько (порядка 10-15) итераций в блоке коррекции давления, а также порядка 4-6 итераций в блоках турбулентности и энергии.

Уравнения либо сразу записываются в дискретной форме (в пакетах Fluent, CFX, Star CCM+, OpenFOAM [103]), либо предварительно линеаризуются (в пакете Sigma-Flow, VP2/3 [42,120]).

Пакет VP2/3 выбирается в качестве базового пакета в данном исследовании и применяется для методических расчетов (совместно с другими пакетами), а также для численного моделирования турбулентного обтекания полукругового цилиндра с учетом сжимаемости.

Для этого пакета характерными особенностями использованного алгоритма являются 1) основанная на концепции расщепления по физическим процессам процедура коррекции давления SIMPLEC [133] с монотонизацией по Рхи-Чоу для заданного центрированного расчетного шаблона [120,117]; 2) аппроксимация конвективных членов уравнений в явной части уравнений движения по одномерному аналогу квадратичной противоточной схемы Леонарда [107] для снижения влияния численной диффузии, характерной для рассматриваемого типа отрывных течений, и с использованием схемы Ван-Лиры [134] для уравнений относительно характеристик турбулентности и энергии, а также вместо схемы Леонарда в случае сжимаемого газа; 3) представление конвективных членов уравнений переноса в неявной части по противоточной схеме с односторонними разностями, позволяющее повысить устойчивость вычислительной процедуры; 4) применение методов с предоуславливателями для решения разностных уравнений [123].

Применение обобщенного подхода Рхи-Чоу [117] позволило избежать затруднений, связанных с расчетом нестационарных течений. Рассчитанные с помощью монотонизатора Рхи-Чоу потоки используются не только в уравнении коррекции давления, но запоминаются и используются для моделирования конвективных членов всех уравнений переноса (турбулентности, энергии, концентрации и др.). Таким образом, в численной процедуре появляется еще один этап – расчет потоков на гранях ячейки. Он выполняется после решения динамического уравнения перед этапом коррекции давления. После определения поправки давления корректируются не только скорости в центрах ячеек, но и нормальные составляющие скорости на гранях, т.е. значения потока массы. Для получения значения нормальной составляющей скорости на грани используется не простое осреднение значений скорости, как в [48], а осреднение величин скорости, выраженных из дискретной формы записи динамического уравнения в смежных ячейках. Это позволяет при определении нормальной составляющей скорости на грани явно выделить компоненты, пропорциональные величине этой скорости на предыдущей итерации, на предыдущем временном шаге, задать зависимость от массовых сил и ввести в определение скорости локальное значение нормальной составляющей градиента давления, вычисленной только по значениям в смежных ячейках. Собственно говоря, монотонизатор Рхи-Чоу в данном подходе появляется автоматически с коэффициентом, равным коэффициенту релаксации динамического уравнения. Поскольку в текущем значении потока на грани присутствует значение с предыдущей итерации (временного шага), то изменения этих параметров не ведут к резкому возрастанию погрешностей.

Производные по времени в исходных дифференциальных уравнениях дискретизируются по методу Эйлера [42,93] и по схеме Пейре [118].

Метод решения алгебраических уравнений - предобусловленный BiCGSTAB [123] с AMG из библиотеки Демидова (amgcl) [88] для поправки давления и ILU0 для остальных переменных.

Использованные в VP2/3 многоблочные вычислительные технологии (МВТ) описаны в [42,102]. Суть их состоит во введении совокупности разномасштабных, ярусных и пересекающихся структурированных сеток, согласованных с разрешаемыми структурными элементами физической задачи соответствующих масштабов. В двух рядах приграничных ячеек каждой из пересекающихся или накладываемых сеток параметры определяются с помощью линейной интерполяции [42,59], подобно тому, как это делается в работе [136]. Показано [42], что данный подход эквивалентен использованию адаптивных неструктурированных сеток, но отличается от него существенно меньшими вычислительными ресурсами, т.е. более экономичен. Он также обеспечивает надлежащую

точность без измельчения сеток, т.к. автоматически разрешает масштабы уловленных гидродинамических особенностей.

Пересчет с сетки на сетку в MBT с использованием линейной интерполяции является источником ошибок, однако, как показали тестовые расчеты стационарного циркуляционного течения в каверне с подвижной крышкой [59], величины ошибок оказываются вполне приемлемыми. Тем не менее, для оценки точности моделирования нестационарных турбулентных течений в данном исследовании проводятся методические расчеты обтекания полукругового цилиндра на композитных сетках, полученных из структурированных сеток с наложением путем устранения зон пересечения сеток и замены их неструктурированными фрагментарными сетками. Реализованная в пакете VP2/3 методология позволяет решать задачи на таких в целом неструктурированных сетках с 90% содержанием ячеек структурированных частных сеток. Следует отметить, что композитные сетки являются аналогами сеток типа DRAGON [104], но служат не столько для описания течений в многосвязных областях, сколько для корректного воспроизводства структурных особенностей течения и физических процессов решаемой задачи.

Особенности алгоритмов, расчетных методов в пакетах SigmaFlow, VP2/3, Fluent, CFX, Star CCM+ и OpenFOAM сведены в Таблицу 4.1.

Таблица 4.1.

Использованные пакеты, схемы дискретизации, интегрирования по времени, методы решения дискретных уравнений

Пакет	Схема в приращениях или в зависимых переменных	Процедура глобальных итераций	Аппроксимация конвективных членов	Схема интегрирования по времени	Метод решения алгебраических уравнений
VP2/3	В приращениях [42,48]	SIMPLEC [133]	QUICK для уравнений движения и TVD Van Leer для характеристик турбулентности [107,134]	Схема Пейре [118]	простая интерация с AMG предобуславливателем для давления и ILU0 предобуславливателем для остальных переменных [123]
Sigma-Flow	Схема в приращениях	SIMPLEC	QUICK для уравнений движения и UMIST TVD для турбулентных характеристик	Схема Пейре	BiCGSTAB предобусловленный AMG из библиотеки Демидова (amgcl) для поправки давления и DILU для остальных переменных

Fluent	Схема в зависимых переменных [93]	SIMPLEC Давление на границах для динамического уравнения определяется по линейному закону	QUICK с минимаксным ограничением	Схема Пейре	AMG для всех переменных
CFX	Схема в зависимых переменных	Coupled [119]	TVD схема с ограничителем [84]	Схема Пейре	AMG для всех переменных
Star CCM+	Схема в зависимых переменных	PISO [93]	TVD схема с ограничителем Min-Mod [121]	Схема Эйлера первого порядка	AMG для всех переменных. Для давления применяется предобуславливание – сопряженный градиент [135]
Open FOAM	Схема в зависимых переменных	PISO [103]	TVD схема с ограничителем Van Leer [134]	Схема Эйлера первого порядка	AMG для давления и биспоряженный градиентный решатель (PBiCG) с ILU предобуславливанием для остальных переменных [123]

5. Тестирование расчетных *сеток, методов, моделей, алгоритмов и пакетов* на примерах задач стационарного и периодического турбулентного обтекания тел.

5.1. Квадратная каверна с подвижной крышкой, квадратная и круговая каверна на стенке канала [29].

Здесь на примерах расчета экспериментальных аналогов несжимаемых циркуляционных течений в квадратной и цилиндрической кавернах на стенке плоскопараллельного канала обосновывается величина полуэмпирической константы в выражении для вихревой вязкости в модифицированной MSST 2003 года в рамках подхода Роди-Лещинера-Исаева. Исследование выполнено в продолжение методического сравнения [33,34] алгоритмов, моделей турбулентности и пакетов при решении тестовой задачи о течении в квадратной каверне, формируемого движением одной из границ. Решение задачи ищется в ограниченной стенками расчетной области, на которых задаются условия прилипания. 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 число Рейнольдса Re принимается равным 5×10^4 , которое соответствует экспериментальной значению [72]. Как известно [14,78,20], ламинарное циркуляционное течение в каверне при высоких числах Рейнольдса характеризуется формированием разномасштабных структурных элементов: первичного, вторичных и третичных вихрей, весьма тонких пограничных слоев. Для их отображения с высокой точностью необходимы подробные расчетные сетки с мелкими пристеночными шагами (порядка Re^{-1}). Поскольку уравнения Рейнольдса замыкаются уравнениями низкорейнольдсовых моделей турбулентности, целесообразно использовать для расчета турбулентного отрывного течения в каверне такие же густые сетки. Выбранные расчетные сетки имеют количество ячеек порядка 160 тысяч ячеек и размер пристеночного шага, равный 10^{-5} .

В качестве базовой модели в [33,34] рассмотрена исходная модель Ментера [111], причем показано ее существенное преимущество над моделями семейства k - ϵ , моделью вихревой вязкости Спаларта-Аллмареса (без поправок) и четырех параметрической моделью V2F Дурбина. Так, модели типа k - ϵ (версии RNG и Realizable) без поправок на кривизну линий тока существенно занижают интенсивность отрывного течения из-за прогнозирования ложного поля вихревой вязкости (с накачкой турбулентной вязкости в ядре первичного вихря).

На рис.5.1-5.5 и в таблице 5.1 представлены некоторые сравнения полученных результатов для различных версий MSST [111,113], в том числе модификаций с учетом

влияния кривизны линий тока на характеристики турбулентности [42,128,80]. В качестве характерных параметров в таблице выбираются максимальная абсолютная величина функции тока Ψ_m , определяющая максимальный расход жидкости в первичном, занимающим почти все пространство каверны вихре, максимальная по модулю величина горизонтальной составляющей скорости u_m , позволяющая судить о максимальной скорости циркуляционного течения в каверне, а также максимальная величина вихревой вязкости. Сравниваются картины вихревых структур ($\Psi=\text{const}$) и поля относительной вихревой вязкости ($Re v_t$), а также распределения горизонтальной u и вертикальной v составляющих скорости в вертикальном и горизонтальном сечениях соответственно.

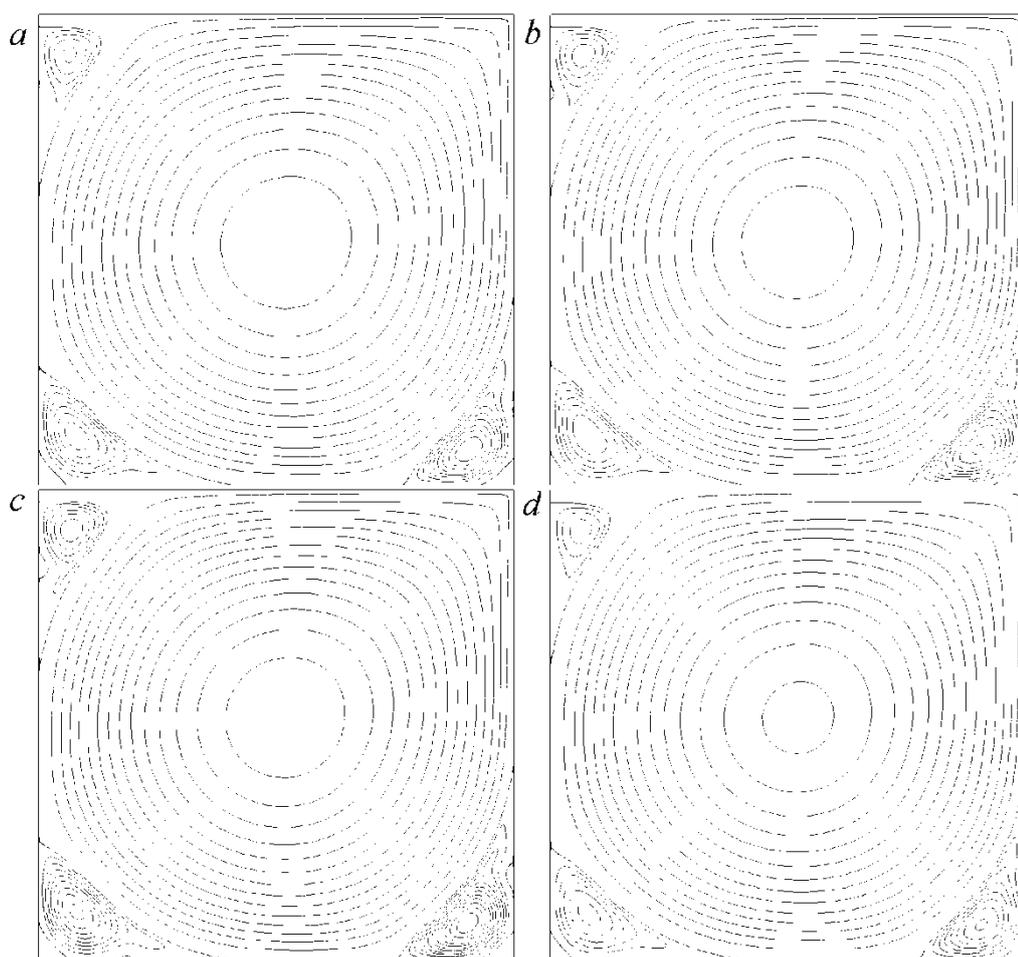


Рис 5.1. Влияние выбора версии MSST на рассчитанные картины вихревых структур в каверне с подвижной крышкой. *a* – MSST1993; *b* – MSST2003; *c* – MSST2003 ($C_c=0.02$); *d* – MSST2003 SM. Линии тока $\Psi=\text{const}$ проведены с шагом -0.005 от 0 до -0.07 и с шагом 0.0005 от 0 до 0.007 .

Таблица 5.1

Влияние выбора версии MSST на экстремальные характеристики течения в каверне

	MSST1993	MSST2003	MSST2003 $C_c=0.02$	MSST2003 SM
Ψ_m	-0.0696	-0.074	-0.074	-0.0716
u_m	-0.279	-0.294	-0.298	-0.279
$10^4 v_{tm}$	4.81	3.72	2.90	4.39

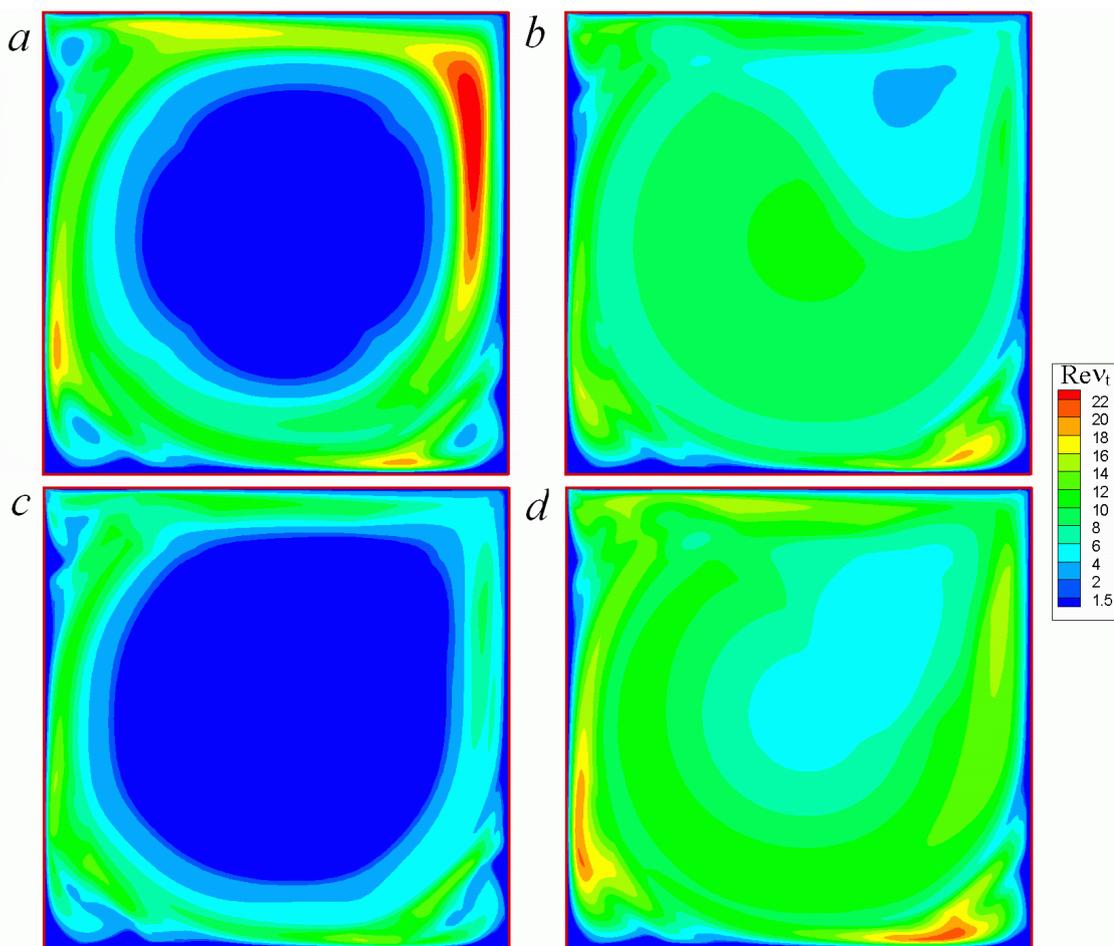


Рис.5.2. Влияние выбора версии MSST на рассчитанные поля вихревой вязкости, отнесенной к ламинарной вязкости, в каверне с подвижной крышкой. *a* – MSST1993; *b* – MSST2003; *c* – MSST2003 ($C_c=0.02$); *d* – MSST2003 SM.

Как видно из рис.5.1 и таблицы 5.1, вихревая структура циркуляционного течения несжимаемой жидкости в квадратной каверне качественно и количественно не слишком зависит от выбора версии MSST. Так, практически одинаковыми являются положение и размеры вторичных и третичных вихрей в каверне. Интенсивность первичного вихря, в значительной мере, определяющая точность моделирования отрывного течения рассматриваемого типа [14,78,20], изменяется незначительно по величинам Ψ_m и u_m (в пределах 5-7%). Основные расхождения в профилях составляющих скорости (рис.5.3,5.4) наблюдаются в пристеночных зонах течения с высокими градиентами. Если акцентировать внимание на расхождении результатов численных прогнозов по различным версиям MSST, то получается, что переход к более современной модели, связанной с заменой абсолютной завихренности на модуль скоростей деформации, привел к некоторому увеличению интенсивности циркуляционного течения. Коррекция вихревой вязкости с введением полуэмпирической константы $C_c = 0.02$ незначительно повлияла на

интенсивность течения, а вот поправка Смирнова-Ментера существенно приблизила прогнозы к аналогичным по первоначальной модели MSST.

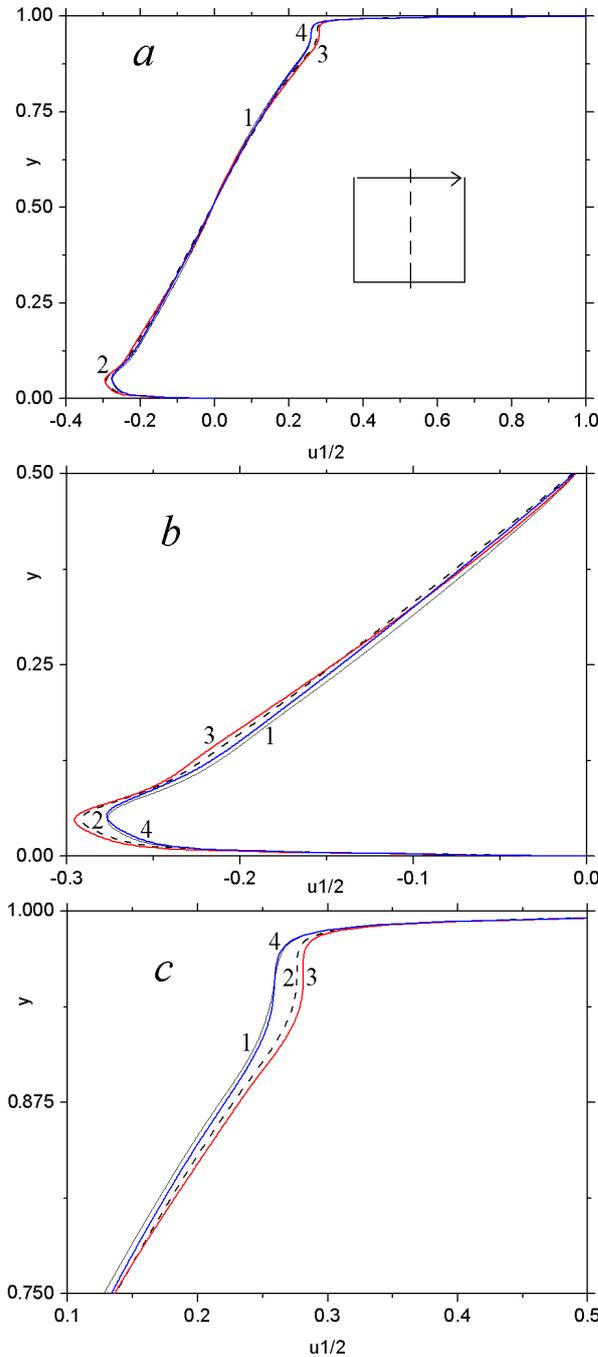


Рис.5.3. Сравнение распределений продольной составляющей скорости в срединном вертикальном сечении каверны (a). 1 – MSST1993; 2 – MSST2003; 3 – MSST2003 ($C_c=0.02$); 4 – MSST2003 SM. b,c – укрупненные рисунки.

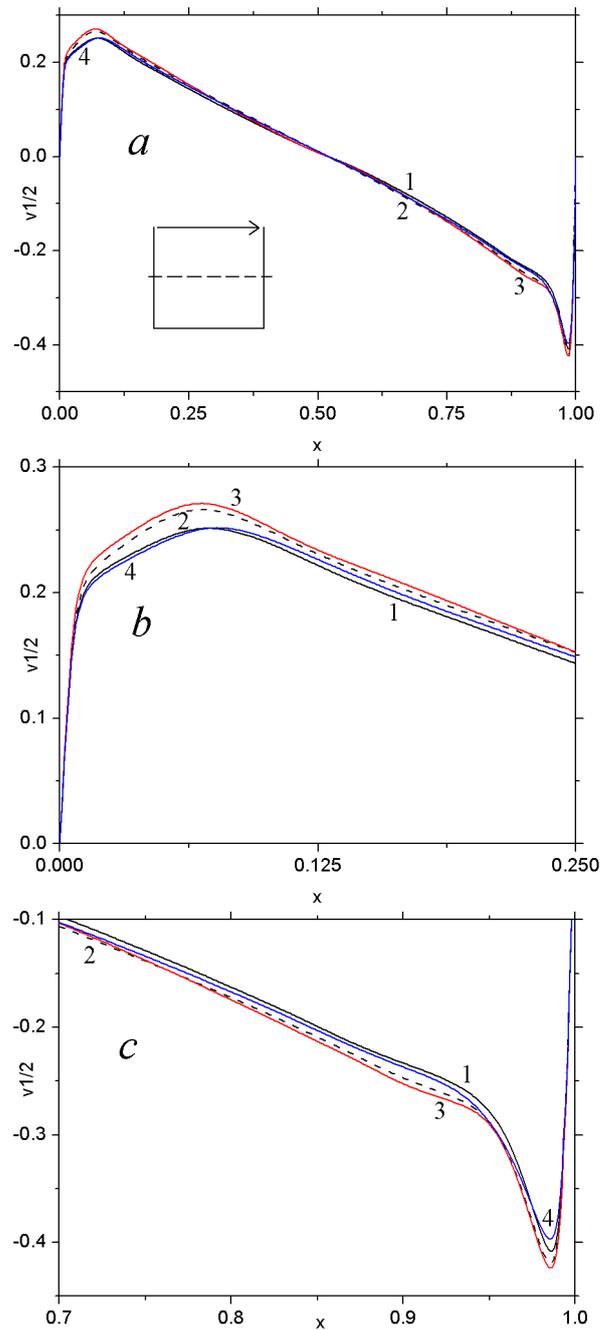


Рис.5.4. Сравнение распределений вертикальной составляющей скорости в срединном горизонтальном сечении каверны (a). 1 – MSST1993; 2 – MSST2003; 3 – MSST2003 ($C_c=0.02$); 4 – MSST2003 SM. b,c – укрупненные рисунки.

Как и двухчастном методическом исследовании [33,34], наибольшие расхождения в численных прогнозах по различным версиям MSST получаются в полях вихревой вязкости (рис.5.2,5.5), причем они имеют не только количественный, но и качественный характер.

Переход к современной версии MSST приводит к накачке вихревой вязкости в ядре первичного вихря, которую удастся снять только за счет коррекции непосредственно вихревой вязкости [42,80]. Поправка Смирнова-Ментера, которая сводится к введению поправочной функции в уравнения MSST, оказывается слабой, чтобы сильно повлиять на поле вихревой вязкости в ядре крупномасштабного вихря, хотя ее влияние существенное. Сравнивая поля относительной вихревой вязкости на рис.5.2, обращает на себя внимание сходство картин, рассчитанных по исходной модели (а) и модифицированной с учетом вихревой вязкости (с), с одной стороны, и полей, полученных с использованием новой модели и ее коррекции по Смирнову-Ментеру, с другой стороны. Сходство проявляется по расположению зон максимальных и минимальных величин вихревой вязкости, толщин пристеночного слоя с наибольшими $Re v_t$. Так, в центрах вторичных вихрей на рис.5.2, а, с наблюдаются минимумы вихревой вязкости, которых нет на рис.5.2, b, d. В то же время зоны максимальных величин $Re v_t$ возникают в местах взаимодействия высокоградиентных потоков со стенкой, формирующихся на границах раздела вторичных вихрей и первичного крупномасштабного вихря (рис.5.2,а, b, d).

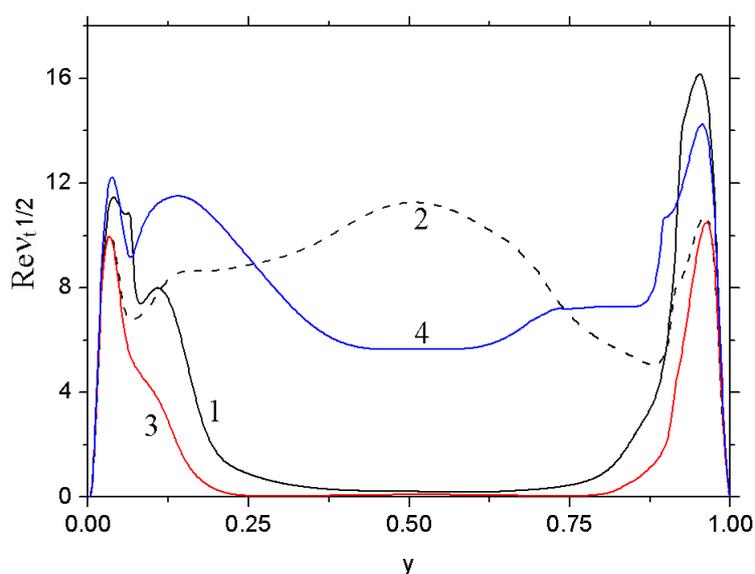


Рис.5.5. Сравнение распределений вихревой вязкости, отнесенной к ламинарной вязкости, в срединном вертикальном сечении каверны. 1 – MSST1993; 2 – MSST2003; 3 – MSST2003 ($C_c=0.02$); 4 – MSST2003 SM.

Сравнение профилей вихревой вязкости на рис.5.5 показывает, что они очень близки в окрестности дна каверны и, хотя несколько различаются у подвижной крышки (до полутора раз), но охватывают примерно одинаковые по толщине зоны. В ядре вихря, как отмечалось ранее, количественное расхождение результатов велико, однако поправка Смирнова-Ментера почти вдвое уменьшает уровень вихревой вязкости и качественное поведение профиля становится аналогичным прогнозам по исходной модели и скорректированной с учетом влияния на вихревую вязкость. В целом, можно заключить, что ложная накачка вихревой вязкости не приводит к существенным погрешностям в отображении полей осредненного отрывного течения в каверне. И еще одно наблюдение

из таблицы 5.1. Уровень рассчитанной максимальной вихревой вязкости ν_{tm} снижается при переходе от MSST1993 к MSST2003. Поправка вихревой вязкости [42,80] приводит к дальнейшему уменьшению ν_{tm} . А вот коррекция по Смирнову-Ментеру [128] возвращает уровень ν_{tm} к примерно такому, каким он был для исходной модели.

На рис.5.6 и 5.7 представляются результаты тестовых расчетов отрывного течения в канале с квадратной каверной при использовании двух версий MSST [111,113] и модифицированной модели с учетом кривизны линий тока [128,80]. В первом случае численные прогнозы сопоставляются с экспериментальными данными измерений скорости, взятыми из П.Чжена [81], а во втором случае они сравниваются с картинками визуализации, представленными в монографии Лаврентьева и Шабата [67]. Числа Рейнольдса определены по характерному размеру каверны и скорости потока в канале. В обоих случаях их величины выбраны близкими к экспериментальным и приняты равными 4.5×10^4 и 7.6×10^4 соответственно. Квадратная каверна рассматривается со скруглением острых кромок по радиусу, равному 0.05 в долях продольного размера L . В плоскопараллельных длинных каналах с высотой, равной характерному размеру L , создаются равномерные потоки со скоростью U . Толщина пограничного слоя при этом выбирается порядка 0.05. Турбулентность потока принимается равным 1%, а масштаб турбулентности – характерному размеру. Для решения задач применялись многоблочные расчетные сетки, подобные использованным в [20] и содержащие порядка 100 тысяч ячеек.

Сравнение профилей вертикальной составляющей скорости, рассчитанных с использованием исходной MSST[111], обновленной MSST[113] и скорректированной с учетом влияния кривизны линий тока MSST [128,80], представленное на рис.5.6, показывает их близость друг к другу, а также вполне приемлемое согласие с данными измерений скорости в каверне, приведенными в [81]. Особо следует отметить хорошее согласование численных прогнозов экстремальных величин составляющей скорости v и экспериментальными данными. Полученные наибольшие абсолютные величины скорости восходящего потока у левой стенки (порядка 0.3) и нисходящего потока у правой стенки (порядка 0.4) хорошо коррелируют с экстремальными величинами вертикальной скорости течения в квадратной каверне с подвижной крышкой (рис.5.4).

Профили вихревой вязкости и энергии турбулентности (рис.5.6,*b,c*) показали удовлетворительное количественное согласие численных прогнозов по различным версиям MSST в пристеночных зонах. В ядре вихря наблюдается качественное расхождение профилей $Re \nu_t$ для новой MSST с предсказаниями по другим моделям, причем куполообразное распределение, как и в каверне с подвижной крышкой,

демонстрирует ложную накачку турбулентной вязкости в циркуляционную зону (рис.5.6, *b*). Уровень энергии турбулентности в центральной зоне каверны при использовании новой MSST отличен от нуля и не выглядит значительным (рис.5.6, *c*). Однако его надо расценивать как погрешность прогнозирования, так как ядро должно быть близким к невязкому.

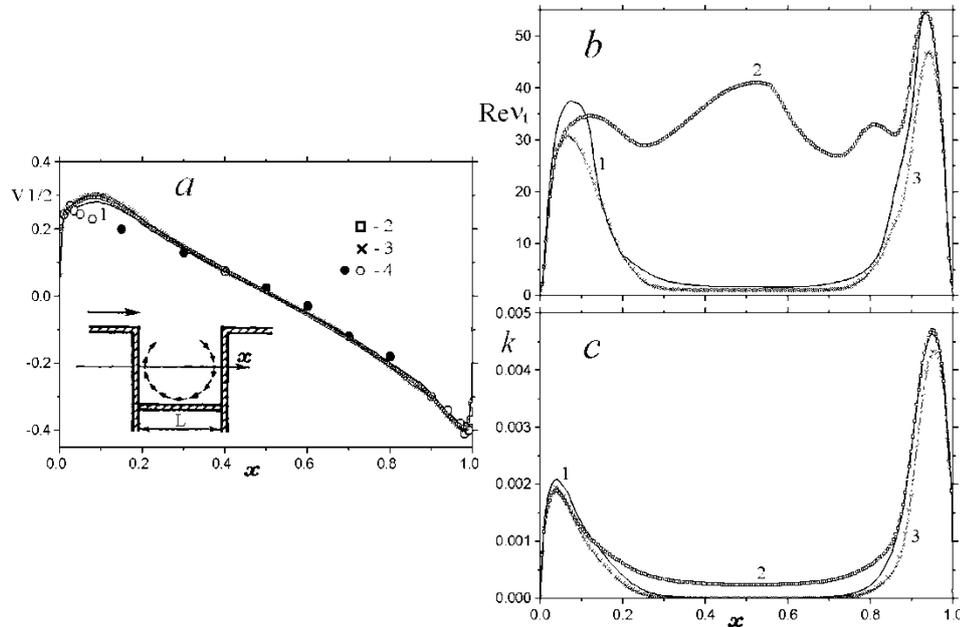


Рис.5.6. Сравнение распределений вертикальной составляющей скорости в срединном горизонтальном сечении каверны на стенке канала (*a*), относительной вихревой вязкости $Re v_1$ (*b*) и энергии турбулентности k (*c*). 1 – MSST1993; 2 – MSST2003; 3 – MSST2003 ($C_c=0.02$); 4 – экспериментальные данные [81].

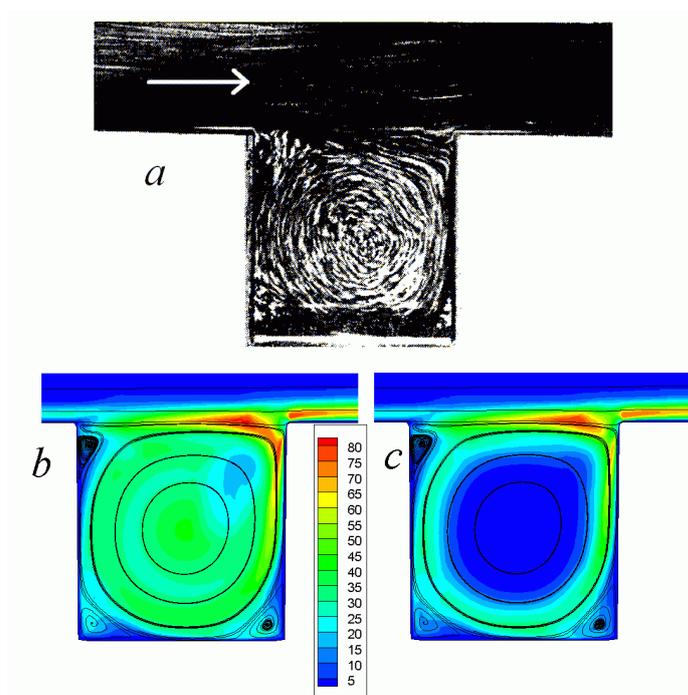


Рис.5.7. Визуализация отрывного течения в квадратной каверне на стенке плоскопараллельного канала (*a*) и сравнение рассчитанных полей относительной вихревой вязкости $Re v_1$ с нанесенными линиями тока с использованием MSST2003(*b*) и MSST2003 ($C_c=0.02$) (*c*).

Визуализация вихревых структур в квадратной каверне на стенке канала, представленная на рис.5.7, *a*, обнаруживает сходство с рассчитанными картинками отрывного течения на

рис.5.7, *b,c*. Практически вся каверна находится в зоне циркуляционного течения, причем разделяющая линия тока близка к прямой линии. Вторичные вихри с подветренной стороны каверны, а также угловые вихри аналогичны вторичным вихрям в квадратной каверне с подвижной крышкой. Рассчитанные картины течения для различных версий MSST оказываются близкими (фактически идентичными), в то время как поля вихревой вязкости кардинально отличаются друг от друга. Прогнозы по новой MSST 2003 года демонстрируют накачку вихревой вязкости в ядре крупномасштабного вихря. Однако этот нефизический механизм не приводит к заметным погрешностям в поле осредненного отрывного течения. Коррекция, связанная с учетом влияния кривизны линий тока, устраняет нефизическое поведение вихревой вязкости в вихре, а, значит, уточняет прогнозирование турбулентных характеристик.

На рис. 5.8 и 5.9 представляются результаты методических расчетов отрывного обтекания круговой каверны на стенке плоскопараллельного канала. Расчеты выполнены при числе Рейнольдса 1.35×10^5 , которое определено по скорости однородного потока на входе в канал и по его высоте – характерному линейному размеру. Длина окна на стенке канала с утопленной круговой каверной диаметром 1.155 равна высоте канала, причем острые кромки скруглены по радиусу 0.01. На входе в канал задается равномерный поток, переходящий около стенок в пограничный слой заданной толщины. Характеристики турбулентности во входном сечении соответствуют условиям проведенного физического эксперимента: степень и масштаб турбулентности составляют 1% и 1 соответственно [46]. На стенках канала и каверны ставится условие прилипания. На выходе из канала используются “мягкие” граничные условия или условия продолжения решения. Толщина пограничного слоя перед каверной составляет примерно 0.1 (рис.5.8) и 0.04 (рис.5.9). Следует отметить, что в данной работе при задании входных граничных условий применяется методика согласования профилей скорости и турбулентности [42], основанная на предварительных расчетах развития пограничного слоя в плоскопараллельном канале, что позволяет оценивать его толщину на входе по заданной величине в районе круговой каверны.

Многоблочная расчетная сетка включает в себя прямоугольную сетку собственно в канале, содержащую 81×61 узлов, размещенных со сгущением в пристеночных зонах и вблизи острых кромок, а также цилиндрическую сетку в круговой каверне с равномерным распределением узлов в окружном направлении (31 узел на дуге вне каверны) и неравномерным со сгущением по мере приближения к стенке – 41 узел в радиальном направлении. Пристеночные шаги сеток задаются равными 10^{-4} . На центральную зону каверны в месте расположения оси цилиндрической сетки накладывается “заплата” –

квадратная сетка размером 0.45×0.45 , содержащая 21×21 узел. В окрестности острых кромок располагаются локальные сетки, согласованные с контуром скругления. Общее количество расчетных ячеек порядка 20 тысяч.

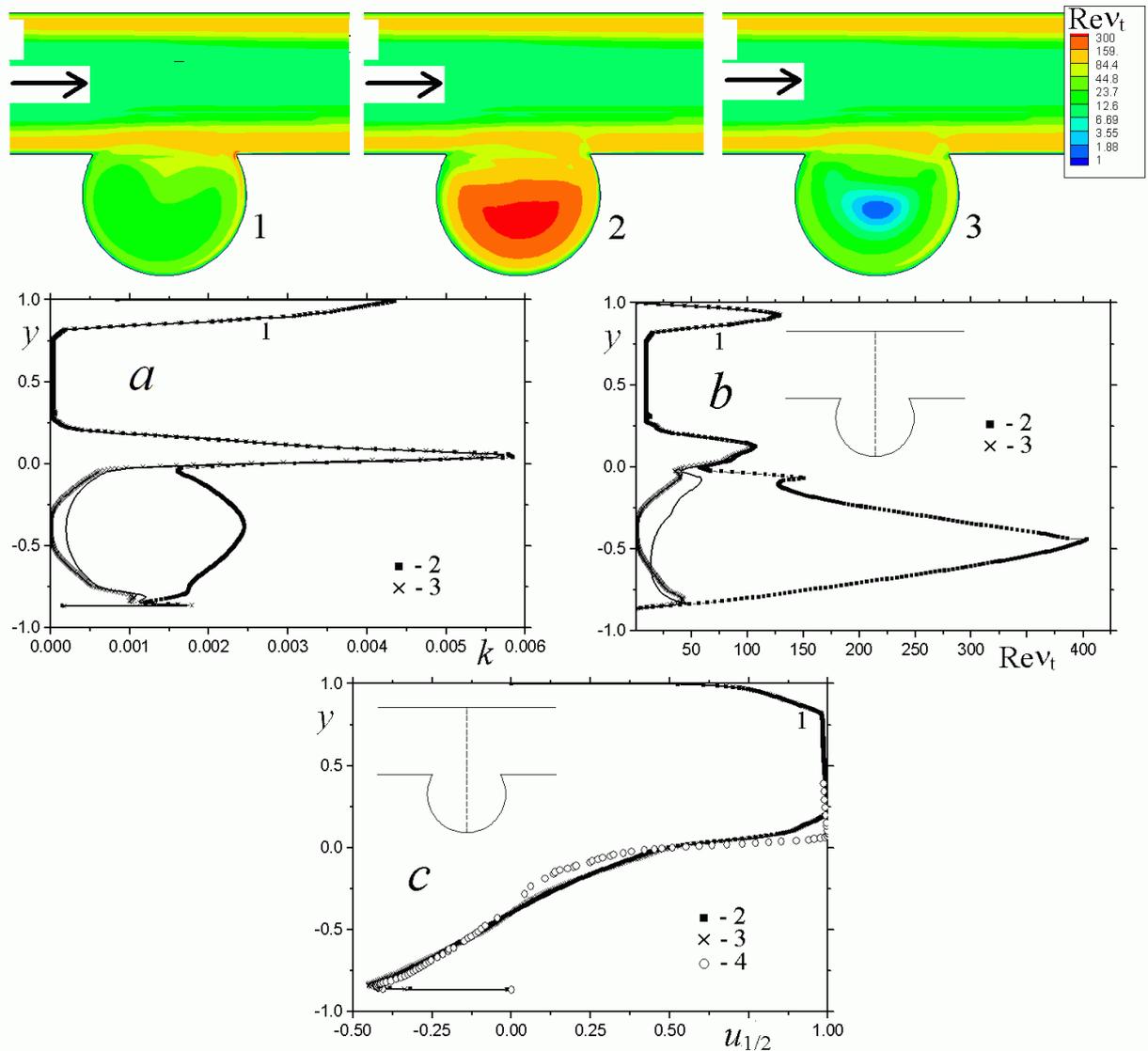


Рис.5.8. Сравнение полей относительной вихревой вязкости $Re v_t$ в канале с круговой каверной на стенке для MSST1993 (1); MSST2003 (2); MSST2003 ($C_c=0.02$) (3), а также профилей k (a), $Re v_t$ (b), и (c) в срединном вертикальном сечении каверны. 4 – экспериментальные данные Гувернюка-Зубина [42].

На рис.5.8 сравниваются результаты расчетов с использованием различных версий MSST [111,113] и модифицированной MSST с учетом влияния кривизны линий тока на вихревую вязкость [128,80]. Основное внимание уделяется анализу характеристик турбулентности: полей относительной вихревой вязкости $Re v_t$, распределениям в срединном вертикальном сечении каверны энергии турбулентности k и $Re v_t$. Также сравниваются профили продольной составляющей скорости в срединном сечении каверны $u_{1/2}$.

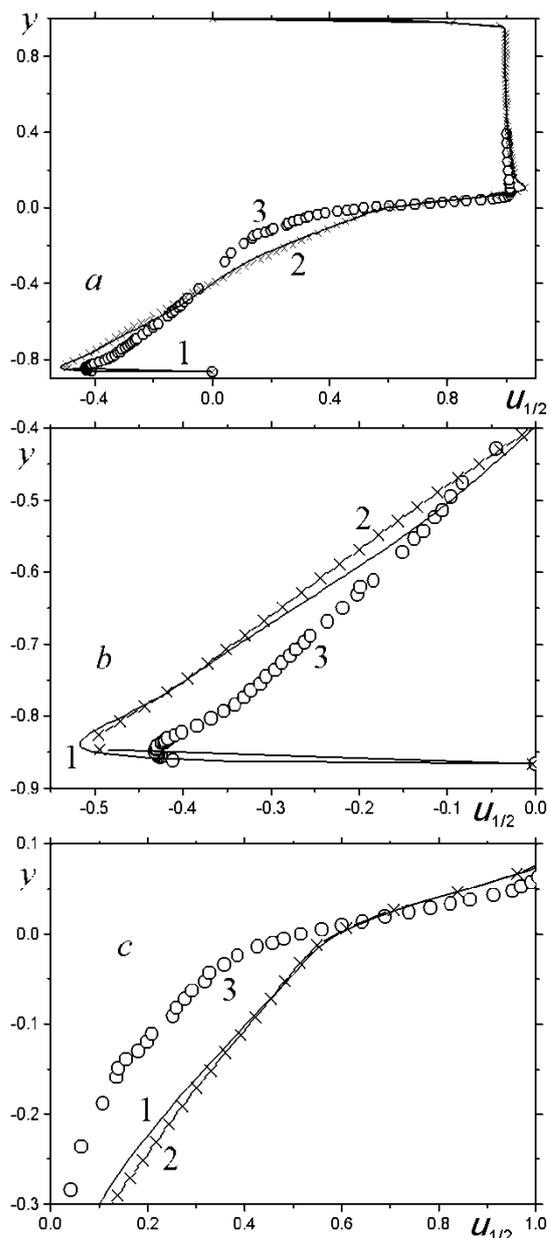


Рис.5.9. Сравнение расчетных и экспериментальных профилей продольной составляющей скорости в срединном сечении круговой каверны на стенке плоскопараллельного канала при использовании различных модификаций MSST с учетом кривизны линий (а). 1 – MSST2003 ($C_c=0.02$); 2 – MSST2003 (поправка Смирнова-Ментера); 3 – эксперимент Гувернюка-Зубина [42]. *b, c* – укрупненные фрагменты графических зависимостей.

Как и ранее, применение вместо старой модели Ментера MSST (1993) новой модели (2003), построенной аналогично многим другим полуэмпирическим дифференциальным моделям, выявляет аномальное поведение решения в зоне крупномасштабного вихря. Для энергии турбулентных пульсаций и, в особенности, коэффициента вихревой вязкости в центральной части вихря наблюдается локальный нефизический максимум. Очевидно, что новая модель Ментера оказывается такой же, как и другие пристеночные модели турбулентности, т.е. неспособной корректно описывать характеристики турбулентности в отрывной зоне. Хотя следует подчеркнуть, что различия в характеристиках турбулентности не приводят к заметным расхождениям профилей составляющих скорости, кстати неплохо согласующихся с экспериментальными данными Гувернюка-

Зубина [42] (рис.5.8,с). Использование коррекции на кривизну линий с константой $C_c=0.02$ позволяет решить проблему MSST2003.

В результате в центре вихря турбулентная вязкость «убирается» и ядро крупномасштабного вихря становится невязким, что соответствует гипотезе Бэтчелора. Становится понятной причина аномального поведения «старой» модели Менгера при расчетах циркуляционного течения в квадратной каверне с подвижной крышкой и отрывного течения в канале с квадратной каверной, т.е. ее способность рассчитывать отрывные течения без накачки вихревой вязкости в ядро вихря. Как ранее отмечалось, крупные вихри характеризуются зонами постоянной завихренности в их ядрах. Поскольку в выражение для определения вихревой вязкости входит модуль завихренности, отсюда следует, что градиентный механизм генерации вихревой вязкости в ядрах вихрей не запускается, в отличие от пристеночной конструкции новых моделей с модулем тензора скоростей деформации.

На рис.5.9 сравниваются результаты предсказаний профилей продольной составляющей скорости с использованием модифицированных версий MSST 2003 года, учитывающих влияние кривизны линий тока [42,128,80]. Очевидно неплохое согласие численных прогнозов, а также вполне удовлетворительная их корреляция с экспериментальными данными Гувернюка-Зубина.

Выводы по п.5.1.

1).Представленный анализ расчетов отрывных течений несжимаемой вязкой жидкости на основе решения осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса, замкнутых с помощью дифференциальных моделей турбулентности обосновал необходимость введения поправок на кривизну линий тока в современных версиях, включающих модуль тензора скоростей деформации. В частности, это касается одной из популярных моделей – модели переноса сдвиговых напряжений Менгера 2003 года [113] – базовой модели пакета CFX. При расчете циркуляционных течений в рамках стандартных моделей в ядрах крупномасштабных вихрей реализуется нефизический процесс накачки вихревой вязкости.

2).Подтверждено в тестовых расчетах отрывных течений в квадратной каверне с подвижной крышкой, а также в канале с квадратной и круговой каверной, что модификация MSST 2003 с учетом кривизны линий тока при введении обратной линейной корректирующей функции от турбулентного числа Ричардсона с дополнительной полуэмпирической константой $C_c=0.02$ в выражение для вихревой вязкости позволяет устранить нефизическое поведение вихревой вязкости и получить прогнозы, согласующиеся с приемлемой точностью с экспериментальными данными.

3). Сравнение различных подходов к коррекции MSST 2003 с учетом кривизны линий тока [42,128,80] показало близость предсказаний, хотя отмечается некоторая нефизичность результатов, полученных с использованием поправки Смирнова-Ментера [128].

5.2. Круговая каверна на стенке диффузорного канала с отсосом через центральное тело [45].

Продолжены численные и экспериментальные исследования [46,27] по анализу низкоскоростного воздушного потока в диффузоре с круговой вихревой ячейкой с отсосом с поверхности соосного цилиндрического центрального тела. При постановке задачи принято во внимание комбинированное влияние неблагоприятного градиента давления в диффузоре, имитирующем обтекание тыльной стороны профиля, и управляющее воздействие отсоса на поле течения. Акцент сделан на сравнении данных измерений и численных прогнозов, оценке влияния скорости отсоса на структуру течения внутри каверны и в расширяющемся канале, а также на локальные и интегральные характеристики.

Расчеты двумерного турбулентного течения в расширяющемся канале выполнены при условиях, близких к реализованным в проведенном эксперименте Института механики МГУ (3.1). Число Рейнольдса, определенное по скорости на входе V и характерному размеру L , выбрано равным 2×10^5 . Толщина пограничного слоя на входе в канал – 0.175 в долях характерного размера. Интенсивность турбулентности на входе – 1%, а масштаб турбулентности равен L . На выходной границе задаются мягкие граничные условия, а на омываемых поверхностях – условия прилипания.

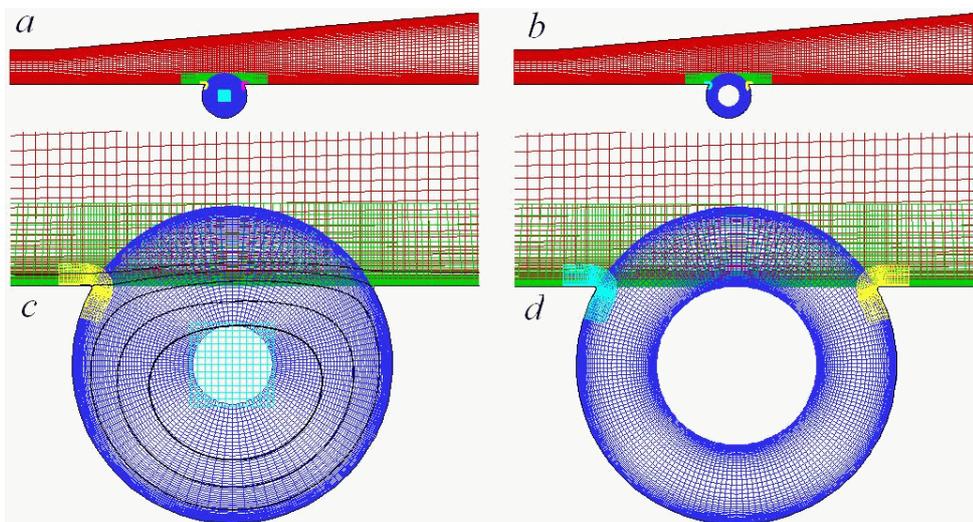


Рис.5.10. Многоблочные сетки для расширяющегося канала с круговой каверной без (a,c) и с (b,d) центральным телом. На рис.5.10, c нанесены линии тока.

В модельный канал включен короткий (размером 0.5) плоскопараллельный участок высотой 0.96 и раскрывающийся под углом 5° диффузорный канал длиной 9.4. На расстоянии 5 характерных размеров от входа находится середина окна круговой каверны диаметром 1.155 с центром в точке с координатами $x=1$; $y=-0.2887$. В круговой каверне размещается соосное центральное тело диаметром 0.56.

Канал с вихревой ячейкой покрывается многоблочной сеткой (рис.5.10).

Алгебраическая сетка в канале переменного проходного сечения, адаптированная к стенкам канала, по продольной координате содержит 135 ячеек, а по поперечной координате – 120 ячеек с пристеночным шагом сетки, равным 0.0005. Вдоль окна выбирается 25 ячеек с примерно одинаковым продольным размером шага сетки, равным 4×10^{-2} . Круговая каверна покрывается расчетной кольцевой сеткой (вмонтированной, как и сама вихревая ячейка, в нижнюю стенку канала). Следует отметить, что, как и в [46,27], в случае отсутствия центрального тела (рис.5.10, *a*) сетка по окружной координате выбиралась равномерной и содержала 120 ячеек. По радиусу размещается 60 ячеек со сгущением шага к стенке, причем пристеночный шаг равен 10^{-4} , а внутренний диаметр кольцевой сетки 0.1 (рис.5.10, *b*).

Для расчета вариантов с центральным телом (рис.5.10, *c*) примыкающая к нему кольцевая область в окружном направлении равномерно разбивалась 180 ячейками. В радиальном направлении ячейки сгущаются к поверхностям круговой каверны (минимальный шаг 10^{-4}) и центрального тела (пристеночный шаг 2×10^{-4}). Все в радиальном направлении содержится 80 ячеек (рис.5.10, *d*).

Для уточнения картины течения в окрестности окна круговой каверны со стороны канала располагается маломасштабная достаточно подробная сетка со сгущениями в окрестности скругленных кромок. Высота сетки 0.3, а протяженность в продольном направлении 2.5, причем концы сетки от кромок симметричны и равны 0.75. В центральной зоне продольный шаг сетки 0.04, а у кромок шаг уменьшается до 0.01. Пристеночный шаг одинаковый с аналогичным шагом канальной сетки и равен 5×10^{-4} . Общее количество ячеек указанной дополнительной сетки порядка 3200.

Для корректного отображения особенностей течения в окрестности скругленных острых кромок в их окрестности размещаются специальные мелкомасштабные сеточные структуры, содержащие по 48×25 ячеек. Радиус скругления кромок равен 0.01. Вертикальный размер кромочной сетки 0.075. На скруглении располагается 8 ячеек и по 20 ячеек размещается на концах сетки снаружи и внутри каверны протяженность 0.12. Пристеночный шаг сеток – 10^{-4} , а максимальный шаг вдали от стенки – 5×10^{-3} .

Для сравнения численных прогнозов с экспериментальными данными выбраны

поверхностные распределения коэффициента давления c_p на нижней стенке канала, на которой располагается круговая каверна, аналогично [27].

$$c_p = (p - p_a) / q_1.$$

Здесь p_a – атмосферное давление, q_1 – скоростной напор на входе в канал. Продольная координата x вне ячейки отнесена к длине ее входного сечения (расстоянию между кромками), а внутри – к длине ее контура (дуга окружности 240°).

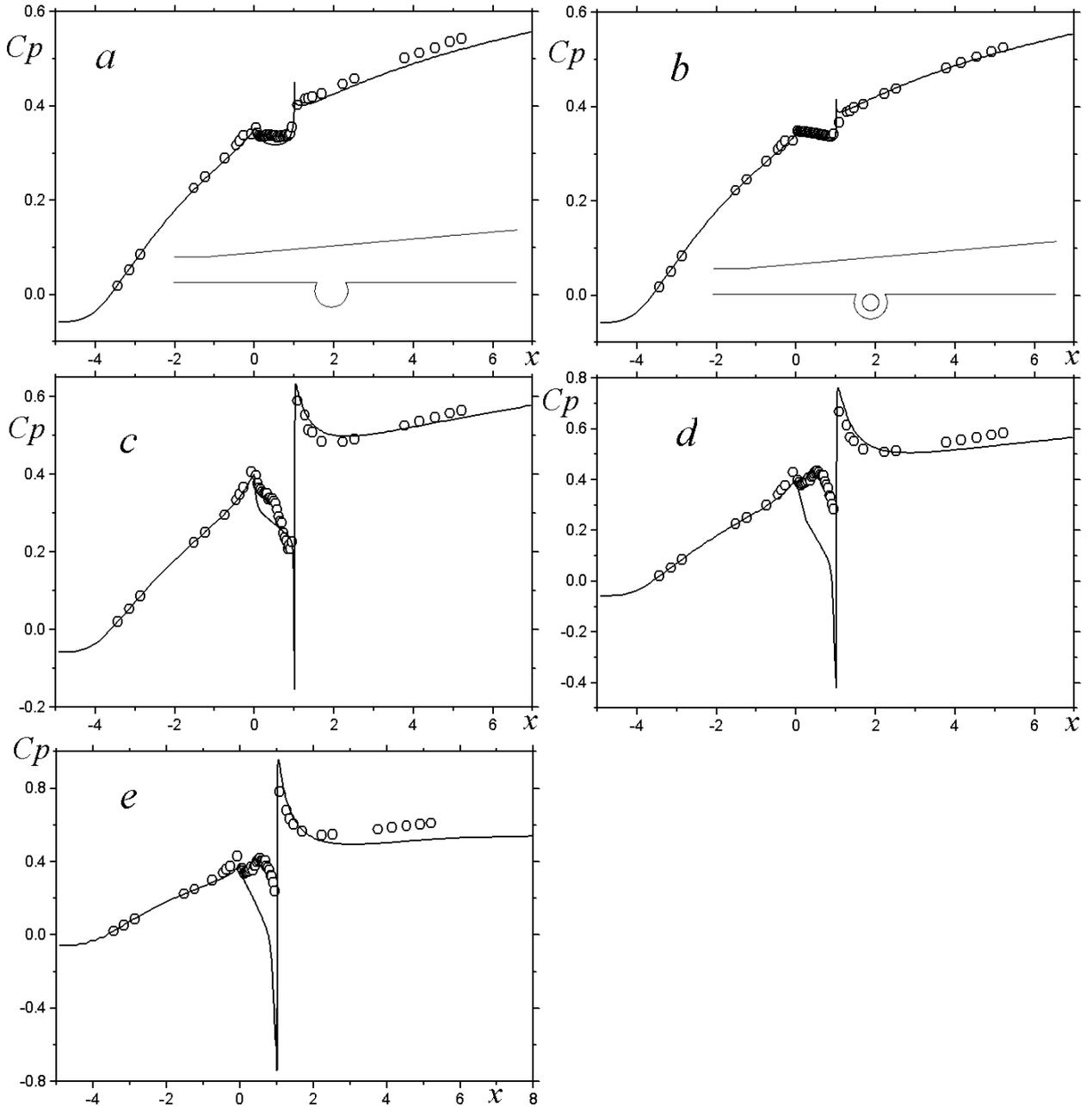


Рис.5.11. Сравнение рассчитанных (сплошные линии) и измеренных (точки) распределений коэффициента давления вдоль омываемой нижней стенки расширяющегося канала с круговой каверной без (a) и с центральным телом (b-e). $b - V_n = 0$, $c - 0.025$, $d - 0.05$, $e - 0.1$.

Сравнение расчетных результатов и экспериментальных данных в срединном сечении на рис. 5.11 показывает их хорошее согласие при умеренных скоростях отсоса V_n до 0.025. Рассогласование результатов при больших скоростях отсоса связано с пространственным характером отрывного течения в каверне, вызванным неравномерностью отсоса с поверхности центрального тела. Однако интересно отметить, что, несмотря на это рассогласование внутри каверны, на расположенной за ней стенке численные прогнозы хорошо коррелируют с экспериментальными данными.

Как показано в Таблице 5.2, скорости отсоса 0.025 соответствует коэффициент расхода $C_q=0.044$. Судя по C_q в вихревых ячейках, необходимых для управления обтеканием кругового цилиндра с отсосом воздуха с помощью вентилятора [52], а также толстых несущих поверхностей с вихревыми ячейками [78], это довольно значительная величина расхода. Поэтому скорости отсоса свыше 0.025 могут рассматриваться довольно большими.

Рассчитанное распределение давления по образующей диффузорного канала до сглаженной кромки каверны практически совпадает с измеренным. До малых величин скорости отсоса V_n (порядка 0.01) распределение c_p остается таким же, как для расширяющегося канала без каверны, т.е. монотонно возрастающим. При V_n свыше 0.01 перед каверной наблюдается заметное (порядка 0.1) повышение коэффициента давления. В самой каверне давление падает на контуре по направлению от левой кромки к правой, причем для при отсутствии отсоса распределения c_p одинаковы для пустой каверны и заполненной центральным телом (рис.5.11, *a, b*). Увеличение скорости отсоса V_n приводит к прогрессирующему возрастанию перепада давления на контуре каверны, при этом давление в окрестности правой кромки резко падает до величин, значительно меньше атмосферного давления (рис.5.11, *c-e*). Для пассивных вихревых ячеек распределение c_p за каверной носит монотонный возрастающий характер, хотя и имеет меньший темп роста по сравнению с участком до каверны (рис.5.11, *a, b*). В случае активных (с отсосом) вихревых ячеек давление за ними довольно резко увеличивается (на 0.2-0.4 в зависимости от V_n), однако по мере удаления от каверны распределение c_p становится близким к распределениям c_p за пассивными ячейками.

Анализ влияния скорости отсоса на локальные и интегральные характеристики течения. На рис.5.12 – 5.16 и в таблице 5.3 представляются некоторые из полученных результатов. Показанные на рис.5.12 профили составляющих скорости в срединных сечениях демонстрируют влияние скорости отсоса на интенсификацию циркулирующего в каверне потока. В диапазоне величин скорости отсоса от 0.01 до 0.025 прослеживается

формирование в зазоре между контуром каверны и центральным телом наполненного, близкого к равномерному профиля скорости, причем при $V_n = -0.025$ максимальная скорость возвратного течения достигает 0.8.

Таблица 5.2

Связь скорости отсоса с коэффициентом расхода

V_n	Cq
0	0
-0.001	-0.0016
-0.005	-0.0088
-0.01	-0.0176
-0.015	-0.0264
-0.025	-0.0440
-0.05	-0.0880
-0.10	-0.1760

Таблица 5.3.

Влияние скорости отсоса на экстремальные локальные характеристики течения

V_n	u_{\min}	u_{\max}	v_{\min}	v_{\max}	k_{\max}	μ_{\max}
0**	-3.014e-1	1.0*	-3.074e-1	2.584e-1	7.069e-3	1.722e-3
0.000	-1.215e-1	1.0*	-2.216e-1	7.360e-2	9.578e-3	1.788e-3
-0.001	-1.491e-1	1.0*	-2.502e-1	8.214e-2	9.452e-3	1.812e-3
-0.005	-3.948e-1	1.0*	-4.281e-1	3.442e-1	7.415e-3	1.886e-3
-0.01	-5.332e-1	1.0*	-5.581e-1	5.189e-1	1.637e-2	1.985e-3
-0.015	-6.436e-1	1.0*	-6.824e-1	6.155e-1	2.686e-2	2.124e-3
-0.025	-8.333e-1	1.107	-9.009e-1	7.764e-1	7.462e-2	2.456e-3
-0.05	-1.757	1.900	-1.901	1.667	3.982e-1	3.812e-3
-0.1	-3.532	3.611	-3.793	3.062	1.372	5.889e-3

*- величина скорости вне каверны

**-вариант каверны без центрального тела

При высоких скоростях отсоса величиной 0.05 и 0.1 профили составляющих скорости становятся существенно неравномерными, а максимальные величины скорости отрывного течения превосходят характерную величину скорости на входе в канал. Интересно рассмотреть деформацию профиля продольной составляющей скорости $u_{1/2}$ в срединном сечении над центральным телом с ростом V_n . Начиная с $V_n = -0.015$, локальный максимум скорости вблизи центрального тела превосходит продольную составляющую скорости в ядре потока. Таким образом, над окном круговой каверны формируется пристеночная струя с растущей по мере увеличения V_n интенсивностью. При $V_n = -0.1$ максимум скорости в струе превышает скорость в ядре потока в 1.6 раза.

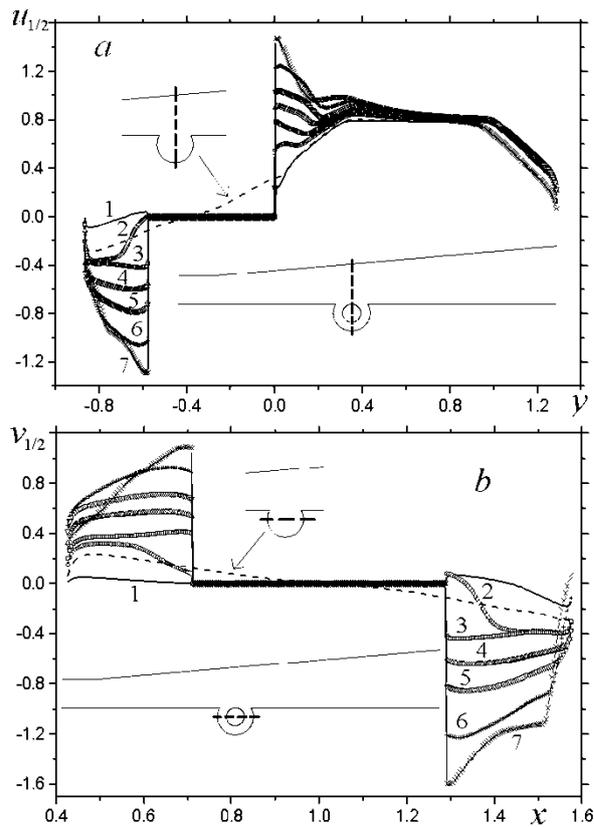


Рис.5.12. Влияние скорости отсоса на профили продольной (а) и вертикальной (б) компоненты скорости в срединных сечениях каверны. Сплошные линии оцифрованы. 1 – $V_n = 0$; 2 – 0.005; 3 – 0.01; 4 – 0.015; 5 – 0.025; 6 – 0.05; 7 – 0.10. Штриховая линия соответствует каверне без центрального тела.

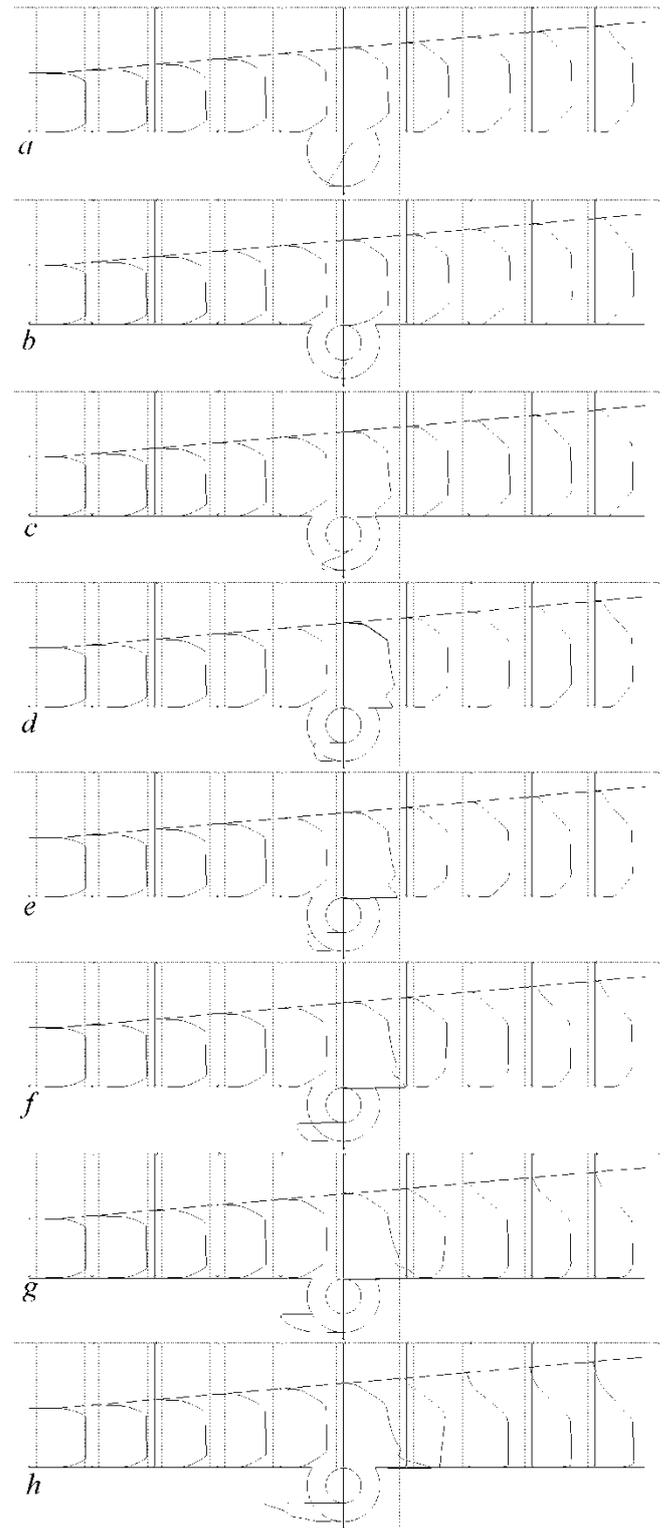


Рис.5.13. Деформации профилей продольной составляющей скорости в вертикальных сечениях расширяющегося канала с увеличением относительной скорости отсоса а – вихревая ячейка без центрального тела; б – $V_n = 0$; с – 0.005; д – 0.01; е – 0.015; ф – 0.025; г – 0.05; h – 0.10.

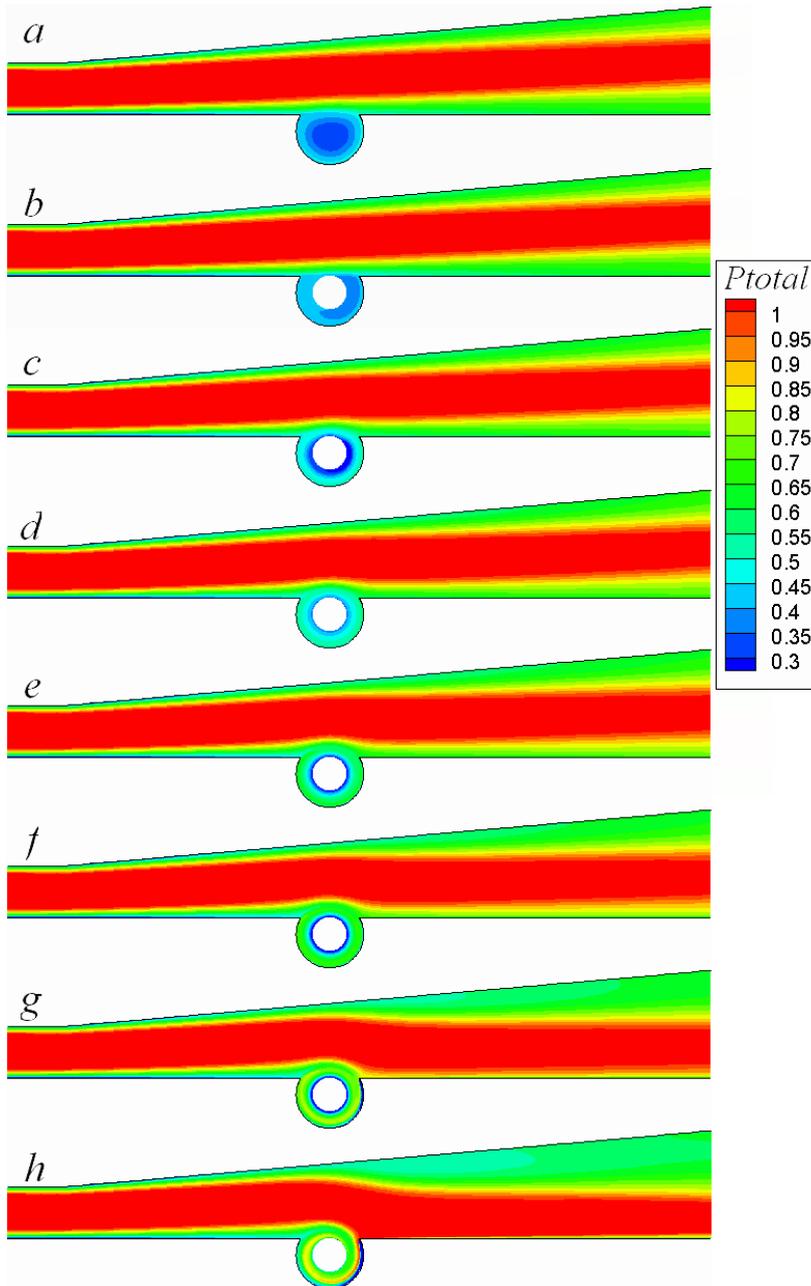


Рис.5.14. Рассчитанные поля полного давления в расширяющемся канале с круговой каверной без (*a*) и с (*b-h*) центральным телом. *b* - $V_n = 0$; *c* - 0.005; *d* - 0.01; *e* - 0.015; *f* - 0.025; *g* - 0.05; *h* - 0.1.

Эволюция профилей продольной составляющей скорости в расширяющемся канале с ростом скорости отсоса V_n , показанная на рис.5.13, демонстрирует перестройку течения в диффузоре при растущем возмущающем воздействии. Как указывалось ранее, с увеличением отсоса формируется интенсивная пристенная струя над окном круговой каверны, которая оказывает влияние на изменение профилей скорости вниз по потоку от вихревой ячейки, в первую очередь, в непосредственной близости от стенки. Следует отметить, что выше по потоку от каверны, профили скорости воздействия отсоса не испытывают. По мере роста величины V_n увеличивается градиент скорости на стенке за каверной, пристеночный слой утончается, с V_n при 0.05 и выше, оказывается заметной деформация поля скорости в ядре потока. При $V_n = -0.1$ отмечается возникновение зоны отрыва на противоположной стенке канала.

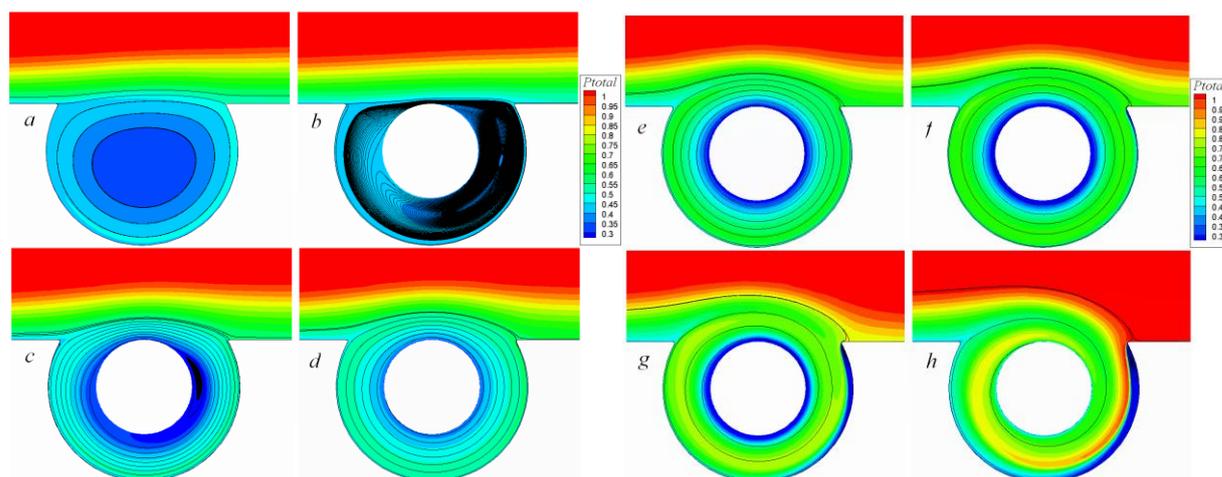
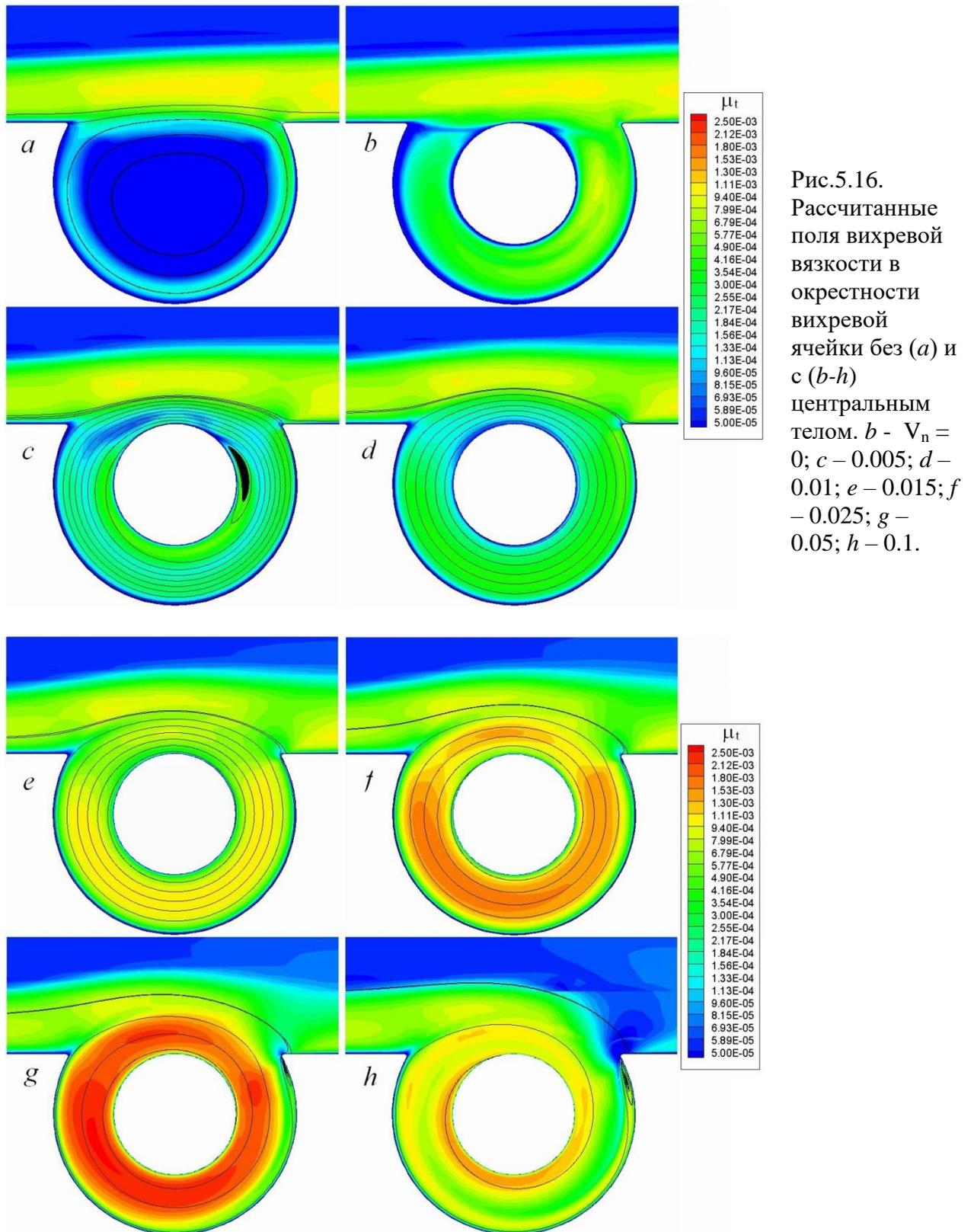


Рис.5.15. Рассчитанные поля полного давления в окрестности вихревой ячейки без (a) и с (b-h) центральным телом. $b - V_n = 0$; $c - 0.005$; $d - 0.01$; $e - 0.015$; $f - 0.025$; $g - 0.05$; $h - 0.1$.

Как видно из таблицы 5.3, при отсутствии и при малых скоростях отсоса (до 0.005) скорости возвратного течения в кольцевом зазоре оказываются меньше, чем в круговой каверне без центрального тела. При этом отмечается увеличение уровней турбулентности и вихревой вязкости, т.е. центральное тело выполняет роль турбулизатора, а отсос способствует турбулизации потока. По мере возрастания скорости отсоса, как уже отмечалось ранее, интенсифицируется возвратное течение в вихревой ячейке, причем с $V_n = -0.025$ максимальная продольная составляющая скорости течения в ней превышает скорость на входе в канал, при этом максимальная величина энергии турбулентности оказывается на порядок выше, чем для круговой каверны без центрального тела. Интересно, что вихревая вязкость не нарастает столь стремительно: ее превышение над уровнем для пустой круговой каверны составляет в 1.4 раза.

На рис.5.14 и 5.15 внимание концентрируется на полях полного давления в канале и в вихревой ячейке, характеризующих энергетические способности слоев воздуха в канале и в каверне. Структурно представлены на рис.5.14 ядро потока, пристеночные приторможенные слои и зона циркулирующего в каверне потока. Как видно, пристеночные слои имеют тенденцию нарастать по мере удаления от входа в канал (рис.5.14, a, b), причем при отсутствии отсоса это нарастание подчиняется линейной зависимости от x . Отсос в ячейке приводит к некоторому утолщению пристеночного слоя над каверной. По мере роста величины V_n , как уже отмечалось, утончается пристеночный слой за каверной на нижней стенке, а при $V_n = -0.025$ и выше заметно утолщается пристеночный слой на верхней стенке.

Как видно из рис.5.14, g, h, при скорости отсоса 0.1 практически весь развивающийся пограничный слой отсасывается через центральное тело.



На рис.5.15 детализируется картина возвратного течения в вихревой ячейке, нанесенного на поле полного давления. Очевидно, что размещение центрального тела в камере разрушает уловленный крупномасштабный вихрь (рис.5.15, a) и создается система малоинтенсивных вихрей (рис.5.15, b). Однако уже сравнительно малая скорость отсоса ($V_n = -0.005$) фактически устраняет вторичные вихри и приводит к циркулирующему

в круговом зазоре потоку (рис.5.15, *c*) с линиями тока, частично входящими в поверхность центрального тела. Разделяющая линия тока приходит к каверне несколько выше скругленной кромки (рис.5.15, *d - h*). Поэтому при высоких скоростях отсоса (0.05-0.1) на наветренной стенке каверны возникают тонкие отрывные зоны.

По мере возрастания скорости отсоса в вихревой ячейке происходит интенсификация течения с постепенным увеличением уровня продуцируемой вихревой вязкости (рис.5.16).

Выводы по п.5.2.

1). На установке «вихревая ячейка» в Институте механики МГУ им.М.В.Ломоносова экспериментально реализован распределенный отсос со стороны центрального тела и проведено исследование влияния скорости отсоса на течение в расширяющемся канале с неблагоприятным градиентом давления.

2).Численное моделирование турбулентного течения в диффузоре с круговой каверной и равномерным отсосом с поверхности размещенного в ней центрального тела, выполненное при близких к экспериментальным условиям параметрам, показало, что численные прогнозы с приемлемой точностью согласуются с измерениями коэффициента давления в срединном продольном сечении канала на стенке с вихревой ячейкой. Таким образом осуществляется верификация модифицированной с учетом влияния кривизны линий тока модели переноса сдвиговых напряжений Ментера в версии 2003 года и многоблочных вычислительных технологий, базирующихся на пересекающихся разномасштабных структурированных сетках. Отмеченные рассогласования объясняются пространственной неоднородностью течения в вихревой ячейке при высоких скоростях отсоса.

3).Отсос интенсифицирует циркулирующий в ячейке поток. При скорости отсоса $V_n = -0.025$, соответствующей коэффициенту расхода 0.044, максимальная скорость возвратного течения составляет порядка 0.8-0.9 скорости потока на входе в канал.

4). При скорости отсоса $V_n = -0.1$ пристеночный слой на стенке с каверной полностью отсасывается через центральное тело в вихревой ячейке, а поток отрывается от верхней стенки.

5.3. Круговая каверна в поворотном канале с переменным углом раскрытия окна

Установка с круговой каверной, разработанная в университете Саутгемптона по проекту Еврокомиссии VortexCell2050 [115], представляет собой плоскопараллельный канал с поворотным коленом, в который встраивается круговой паз диаметром $D=0.14$ м, частично прикрытый тонкой криволинейной обечайкой (рис.5.17, *a*). Выброс воздуха из

поворотного канала осуществлялся в вертикальном сечении за его разворотом. Углом раскрытия каверны за счет смещения обечайки варьируют в пределах от 0° до 80° . Число Рейнольдса, определенное по характерному размеру D и среднemasсовой скорости в канале, изменялось от нескольких десятков до сотен тысяч. Замеры скорости течения в канале и радиальных сечениях каверны производились с помощью лазерно-доплеровского измерителя скорости и PIV. Также измерялось статическое давление на омываемых стенках.

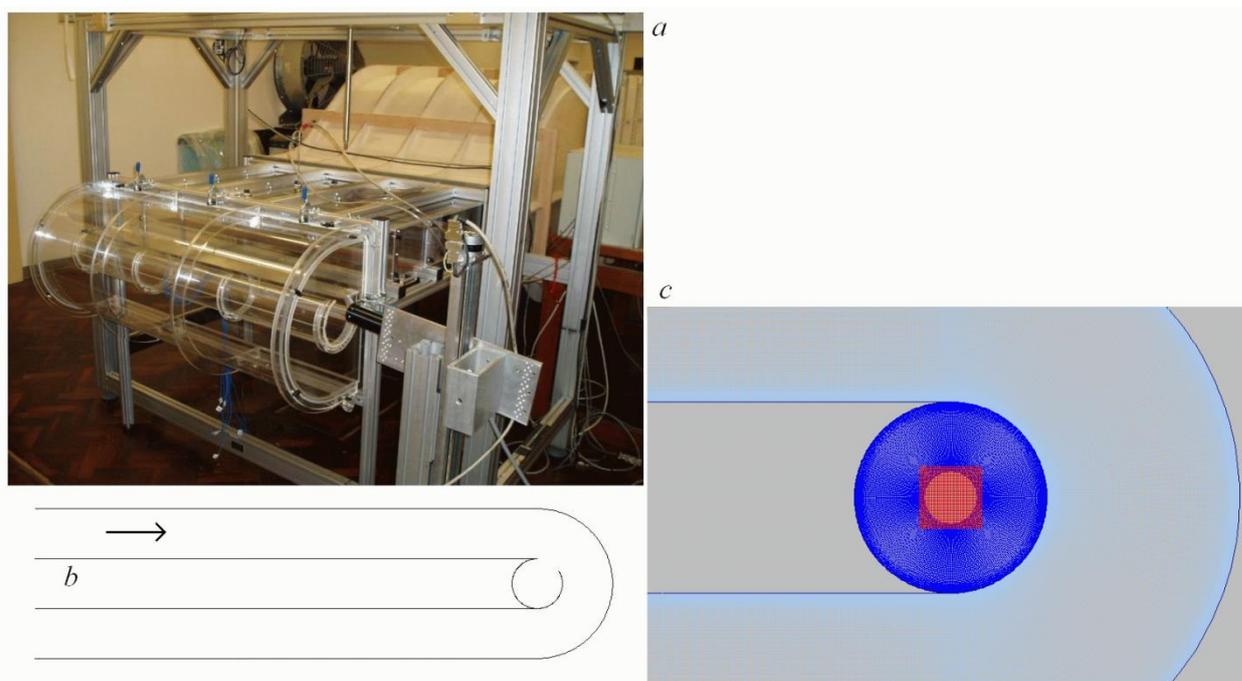


Рис.5.17. Фотография экспериментальной установки Я.Кастро в Саутгемптоне (а), упрощенная модельная конфигурация установки (b) и фрагмент многоблочной сетки в окрестности круговой каверны.

Здесь рассматривается упрощенная двумерная модель установки [115], в которой нижняя часть поворотного канала с круговой каверной не обрывается за поворотом, а продлевается до размера подводящего плоскопараллельного канала (рис.5.17, b). В этом случае нет необходимости рассчитывать движение воздуха в окружающем установку пространстве и граничные условия можно поставить на входной и выходной границах поворотного канала, как это, например, делается, в [124]. Длина рассчитанного канала близка к экспериментальному аналогу и составляет 10, а высота канала равна 1. На входе в канал задаются профили продольной составляющей скорости u и турбулентной энергии k для полностью развитого турбулентного потока несжимаемой вязкой жидкости (избыточное давление p и вертикальная составляющая скорости v равны 0). Масштаб турбулентности принимается равным характерному размеру. На выходе из поворотного канала выставляются «мягкие» граничные условия. Условия прилипания задаются на

омываемых стенках канала, внутренней и внешней поверхности обечайки каверны. Толщиной обечайки пренебрегаем. Угол раскрытия каверны варьируется от 0° до 180° , а число Рейнольдса – от 4×10^4 до 14×10^4 .

Для решения используются специально развитые для задач этого типа многоблочные вычислительные технологии [78,20,42], основанные на пересекающихся структурированных сетках простой топологии. В рамках такого подхода наиболее просто описываются многосвязные геометрии, причем накладываться могут близкие к ортогональным сетки различного типа. В данном случае (рис.5.17, с) поворотный канал покрывается С-образной сеткой, содержащей 320×134 ячеек, сгущающихся к стенкам и к каверне. В подводящем и отводящем плоскопараллельных участках канала построены сетки с 81×134 ячейками, причем продольный шаг сетки от входной и выходной границ уменьшается от 0.5 до 0.01 (в начале поворота). Шаг у стенки равен 10^{-4} . Кольцевой участок канала разбит равномерной по окружной координате сеткой и содержит порядка 160 ячеек по криволинейному контуру. Цилиндрическая сетка внутри круговой каверны содержит 94×314 ячеек, распределенных со сгущением к стенке и к окну каверны по радиальной координате и равномерно по окружной. На центр каверны накладывается равномерная квадратная сетка размером 0.32×0.32 с шагом 0.01 по продольной и вертикальной координатам.

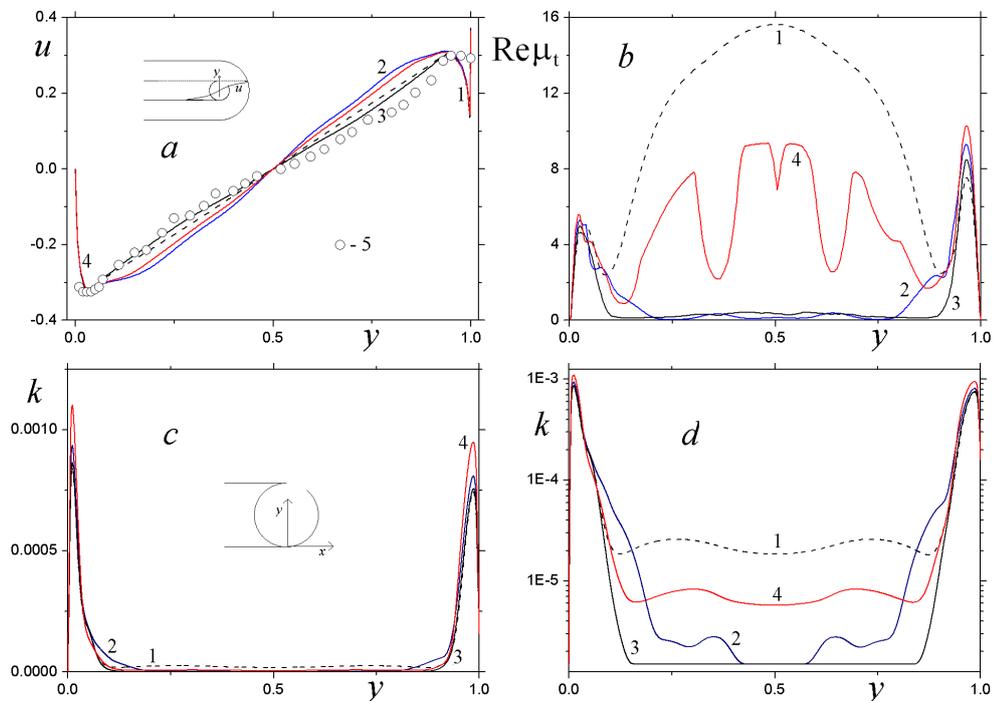


Рис.5.18. Сравнение в вертикальном срединном сечении каверны профилей продольной составляющей скорости u (а), нормированной вихревой вязкости $Re\mu_t$ (b) и энергии турбулентности в линейном (c) и логарифмическом масштабе (d). 1 – MSST1993; 2 – MSST2003; 3 – MSST $C_c=0.02$; 4 – MSST SM; 5 – [115]. $Re=9.3 \times 10^4$; $\alpha=20^\circ$

Верификация версий MSST. Турбулентное течение в поворотном канале с круговой каверной при угле раскрытия 20° и числе Рейнольдса $Re=9.3 \times 10^4$ выбрано в качестве тестового для сравнения нескольких вариантов MSST. На рис.5.18 и в таблице 5.4 представлены некоторые из полученных расчетных результатов, а также выполнено сравнение численных прогнозов с данными измерений Кастро и Савельсберга профиля продольной составляющей скорости в сечении каверны, соответствующем месту искривления канала [115].

Как видно из рис.5.18,*a*, наиболее близкими к экспериментальным данным (точки 5) являются прогнозы по модифицированной в рамках подхода RLI MSST $C_c=0.02$ (кривая 3). Интересно отметить, что расчеты по новой модели SST 2003 [8] (штриховая кривая 1) дают результаты, незначительно отличающиеся от предыдущих оценок. А вот прогнозы по старой MSST (кривая 2) в наибольшей мере не согласуются с экспериментальными данными. И несколько неожиданно видеть несколько меньшее, чем кривая 2, но все же значительное отклонение прогнозов по модифицированной MSST SM (кривая 4). Данные тестовых расчетов в таблице по гидравлическим потерям в рассматриваемом поворотном канале в определенной степени подтверждают сделанные наблюдения. Оценки ζ оказываются близкими для новой модели SST и ее модифицированного аналога в рамках подхода RLI и в то же время прогнозы ζ по старой модели SST и MSST SM также близки, но существенно (на 10-20%) отличаются от ранее сделанных прогнозов.

Расчетные профили нормированной вихревой вязкости $Re \times \mu_t$ и энергии турбулентности k в том же вертикальном срединном сечении каверны, представленные на рис.5.18, *b-d*, демонстрируют необходимость модификаций новой MSST при описании интенсивных отрывных течений. Как уже отмечалось в [29], из-за использования при определении вихревой вязкости модуля тензора скоростей деформаций в ядре крупномасштабного вихря происходит накачка вязкости и возникает колоколообразное распределение μ_t , а также повышенный уровень энергии турбулентности k (кривые 1). Старая модель SST (кривые 2), в которой применение модуля завихренности хорошо сочетается с физической особенностью поведения завихренности в ядрах вихрей (она там практически не меняется), оказывается свободной от этого недостатка, однако, как было показано, имеет неточности в воспроизводстве экспериментальных профилей скорости. Модификация Смирнова-Ментера [128] (кривые 4) не сильно улучшает результаты расчетов по новой модели SST, сохраняя нефизичность поведения вихревой вязкости в ядре цилиндрического вихря. Подход RLI с дополнительной полуэмпирической константой $C_c=0.02$ корректирует распределение турбулентных характеристик (кривые 3) в ядре и

практически не оказывает влияния на их величины вблизи стенок. В то же время локальные максимумы k вблизи стенок для старой модели и MSST SM существенно отличаются от аналогичных величин для новой модели и MSST $C_c=0.02$.

В дальнейших исследованиях использована модификация новой модели SST в рамках подхода RLI.

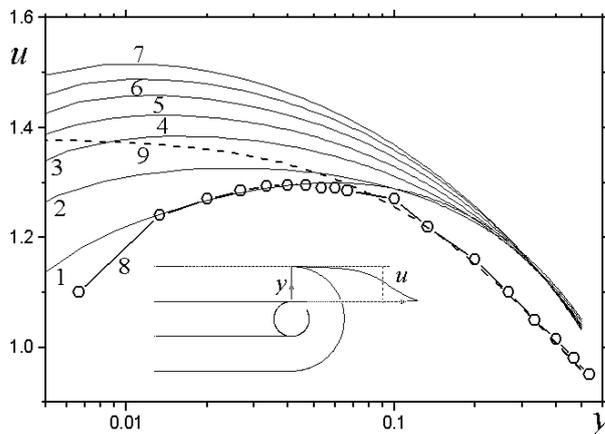


Рис.5.19. Влияние угла раскрытия каверны α на профили $u(y)$ в точке отрыва. $Re=10^5$. 1 – $\alpha=0^\circ$; 2 – 30° ; 3 – 60° ; 4 – 90° ; 5 – 120° ; 6 – 150° ; 7 – 180° ; 8 – [115]; 9 – $\alpha=0^\circ$ невязкое обтекание.

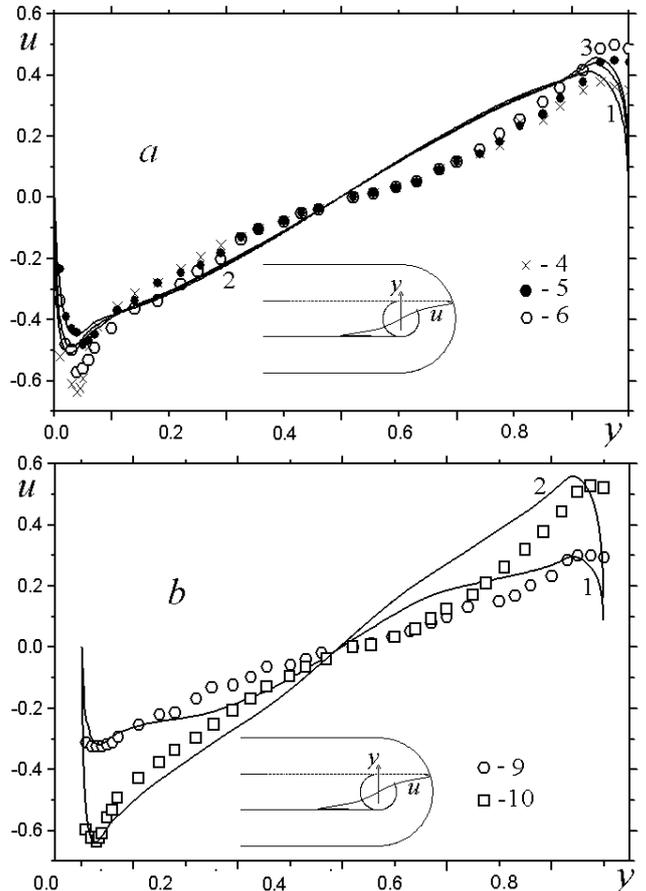


Рис.5.20. Сравнение расчетных результатов (1,3,5,7,9) с экспериментальными данными (2,4,6,8,10) [115] при различных числах Рейнольдса Re (a) и углах раскрытия α (b). 1,4 – $Re=5 \times 10^4$; $\alpha=40^\circ$; 2,5 – $Re=10 \times 10^4$; $\alpha=40^\circ$; 3,6 – $Re=14 \times 10^4$; $\alpha=40^\circ$; 7,8 – $Re=10^5$; $\alpha=20^\circ$; 9,10 – $Re=10^5$; $\alpha=60^\circ$

Сравнение прогнозов по MSST $C_c=0.02$ с экспериментами Кастро-Савельсберга. В продолжение тестовых исследований по оценке адекватности модифицированной версии MSST с учетом влияния кривизны линий тока на рис.5.19 и 5.20 сравниваются некоторые расчетные результаты с имеющимися экспериментальными данными [115]. Угол раскрытия каверны изменяется от 20° до 60° , а число Рейнольдса – от 4.2×10^4 до 14×10^4 . Как видно из рис.5.19, измеренный на установке Кастро профиль $u(y)$ вблизи стенки в точке искривления контура канала хорошо согласуется с рассчитанным в случае $\alpha=0^\circ$, а

вдали от нее совпадает с полученным по модели невязкой жидкости профилем. С увеличением угла раскрытия α профиль скорости у стенки становится более наполненным, а максимум скорости монотонно возрастает.

Как следует из рис.5.20, расчетные результаты по двумерной модели с использованием пересекающихся структурированных сеток удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными, что свидетельствует о приемлемости многоблочных вычислительных технологий и об адекватности MSST $C_c=0.02$. Важно подчеркнуть, что с ростом Re и α в рассматриваемых диапазонах изменения происходит интенсификация циркуляционного течения в каверне. Однако динамика деформации профилей скорости оказывается существенно различной для варьируемых параметров. Так, при фиксированном угле раскрытия 40° увеличение Re фактически не оказывает влияния на течение в ядре цилиндрического вихря, занимающем примерно 90% площади каверны. Однако в пристеночном слое максимум скорости u заметно возрастает с ростом Re . Напротив, при фиксированном числе Рейнольдса 10^5 увеличение размера окна каверны при изменении угла α от 20° до 60° приводит к существенному повышению скорости, прежде всего, в ядре цилиндрического вихря.

Анализ циркуляционного течения в каверне и во внешнем потоке в ее окрестности.

Некоторые результаты параметрического исследования по влиянию α приведены на рис.5.21-9. Интерес акцентируется на поведении статического избыточного давления на внутренней и внешней поверхности круговой каверны, а также на подходе к ней. Кроме того, анализируются поля скорости в пределах каверны при фиксированном числе Рейнольдса 10^5 .

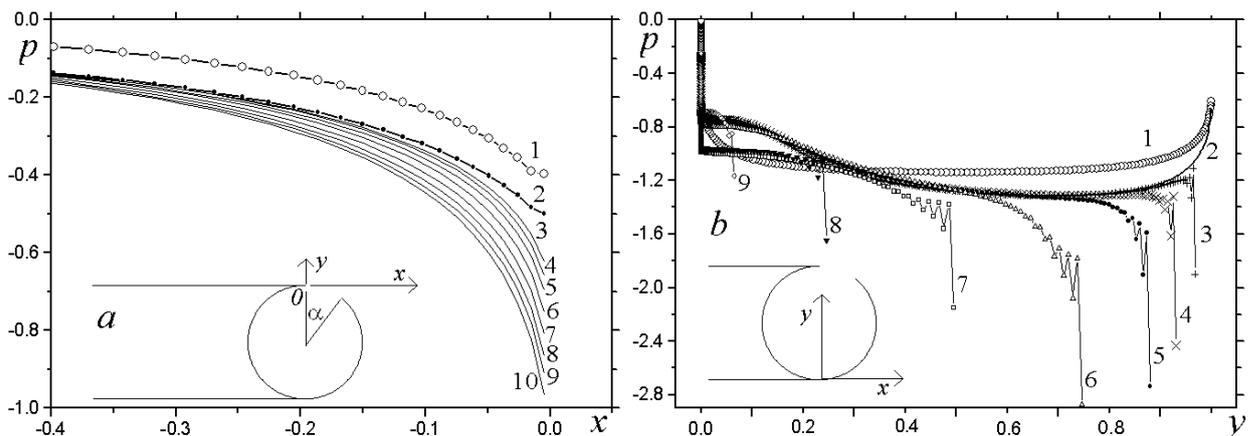


Рис.5.21. Влияние угла раскрытия каверны на распределение поверхностного давления p по стенке канала выше по потоку от каверны (a) и на ее внешнем контуре (b). $Re=10^5$. 1 – $\alpha = 0^\circ$ (невязкое течение); 2 – 0° ; 3 – 20° ; 4 – 30° ; 5 – 40° ; 6 – 60° ; 7 – 90° ; 8 – 120° ; 9 – 150° ; 10 – 180°

Как следует из рис.5.21, угол раскрытия каверны существенно влияет на поле давления перед каверной и в меньшей степени на давление на внешнем контуре. Решение невязкой задачи показывает (см. кривую 1 на рис.5,*a*), что в окрестности искривления контура канала возникает зона пониженного давления. С учетом вязкости воздуха (кривая 2) уровень статического давления несколько уменьшается, т.е. имеет место несколько большее разрежение перед поворотом. Раскрытие круговой каверны (от 0° до 180°) сопровождается усилением разрежения, т.е. монотонным снижением статического давления до величин, в три раза превышающих давление в точке разрыва кривизны контура по сравнению с невязким случаем обтекания поворотного канала. При $\alpha=180^\circ$ p в точке разрыва кривизны доходит до -1.

Распределения статического давления по омываемому контуру обечайки каверны (рис.5.21,*b*) по мере роста угла раскрытия могут быть разбиты на четыре группы. В первую входит решение невязкой задачи о течении идеальной жидкости в поворотном канале без каверны в предположении об отсутствии трения на стенках и задании равномерного профиля скорости, равной среднемассовой, на входе в канал (кривая 1). Давление падает на криволинейной стенке канала до величин порядка -1.1 и имеет симметричный профиль $p(y)$. Вторая группа распределений давления соответствует изменениям угла раскрытия от 0° до 60° . Учет влияния вязкости (кривая 2), как и на продольной плоской стенке перед каверной, несколько снижает уровень давления (на величину порядка 0.2), а также делает его асимметричным, со смещением минимума вниз по потоку. Очевидно, что это связано с отрывным характером течения в поворотном канале. Разрежение на верхней стенке нижнего отводящего плоскопараллельного канала оказывается несколько выше (p порядка -0.8), чем на нижней стенке верхнего подводящего канала, причем на прилегающей к верхней стороне отводящего канала обечайке наблюдается плато $p(y)$, характерное для отрывных зон. По мере увеличения размера окна координата « y » его правой кромки уменьшается (кривые 3-6) и в монотонно расширяющейся окрестности кромки довольно резко снижается давление p , доходя при $\alpha=60^\circ$ до величины -3. При этом следует отметить, что все кривые 3-6 сливаются на нижней половине обечайки каверны. Третья группа распределений $p(y)$ объединяет кривые 7-8, соответствующие углам раскрытия каверны 90° и 120° , причем для этой группы характерно скачкообразное понижение уровня давления на нижней стенке канала (примерно на 0.2). Наибольшие величины разрежений для углов оказываются ниже, чем для 60° . Так при $\alpha=120^\circ$ $p_{\min}=-1.6$. И, наконец, четвертая группа представлена кривой 9, соответствующей $\alpha=150^\circ$. Как видно из рис.5.21, *b*, уровень разрежения на верхней стенке отводящего канала снижается по мере сокращения размеров и интенсивности зоны

отрыва. При $\alpha=150^\circ$ $p_{\max}=-0.7$ и оказывается близким к уровню давления для невязкого течения.

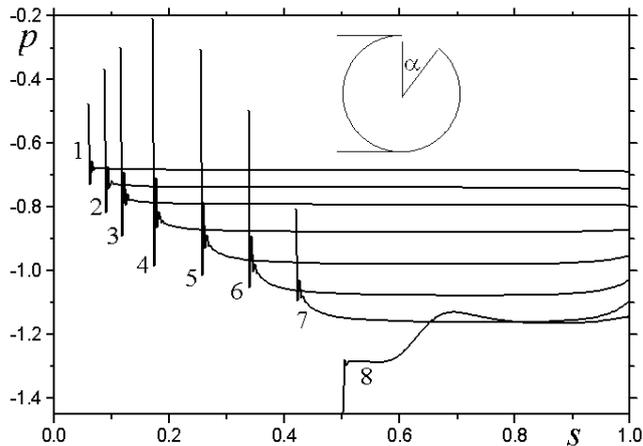


Рис.5.22. Влияние угла раскрытия каверны на распределение давления p по внутреннему контуру круговой каверны. $Re=10^5$. 1 – $\alpha = 20^\circ$; 2 – 30° ; 3 – 40° ; 4 – 60° ; 5 – 90° ; 6 – 120° ; 7 – 150° ; 8 – 180°

Как следует из распределений статического давления по внутреннему контуру круговой каверны по мере увеличения угла раскрытия, показанных на рис.5.22, для α , изменяющихся в пределах от 20° до 150° (кривые 1-7) отрицательные давления на большей части контура близки к постоянным величинам, постепенно возрастающим по абсолютной величине по мере роста α . Лишь при приближении к передней острой кромке каверны с тыльной стороны давление несколько подрастает. Таким образом, цилиндрический вихрь в каверне формируется в изобарической зоне. И только вариант $\alpha=180^\circ$ стоит особняком (кривая 8). Для него характерно наличие незначительной полочки в $p(y)$ с уровнем разрежения, превосходящим уровень для $\alpha=150^\circ$. Однако давление на этом уровне не остается и довольно быстро переходит на распределение при $\alpha=150^\circ$ (кривая 7).

На рис.5.23-5.24 представлены развертки по радиусу из центра каверны профиля перпендикулярной радиусу составляющей скорости $V(r)$ – фактически локальной скорости в цилиндрическом крупномасштабном вихре при варьировании углом α_0 , который отсчитывается от вертикального срединного сечения каверны. Угол раскрытия каверны α составляет 40° . Поведение профиля $V(r)$ внутри каверны свидетельствует о формировании ядра постоянной завихренности (рис.5.23, а и рис. 5.24, а), внутри которого профиль скорости практически не изменяется при α_0 от 0° до 360° , т.е. при круговой развертке. На рис.5.23 объединены профили, соответствующие открытому окну каверны, а на рис.5.24 профили заканчиваются на внутренней обечайке каверны. Как следует из рис.5.23, b, максимум скорости по мере отхода от передней острой кромки постепенно уменьшается, а слой смешения утолщается. Когда слой смешения набегае на тонкую стенку круговой каверны (рис.5.24, b), то профиль скорости $V(r)$ резко деформируется (кривая 1), причем около стенки формируется профиль, характерный для пристеночной струи. На кривой 1 отмечается точка перегиба, отделяющая циркулирующий поток в ядре вихря и течение в

сдвиговом слое. По мере удаления от острой кромки с увеличением угловой координаты α_0 вплоть до 360° профиль $V(r)$ у стенки становится все более наполненным, причем максимум скорости уменьшается, а пристеночный слой утолщается.

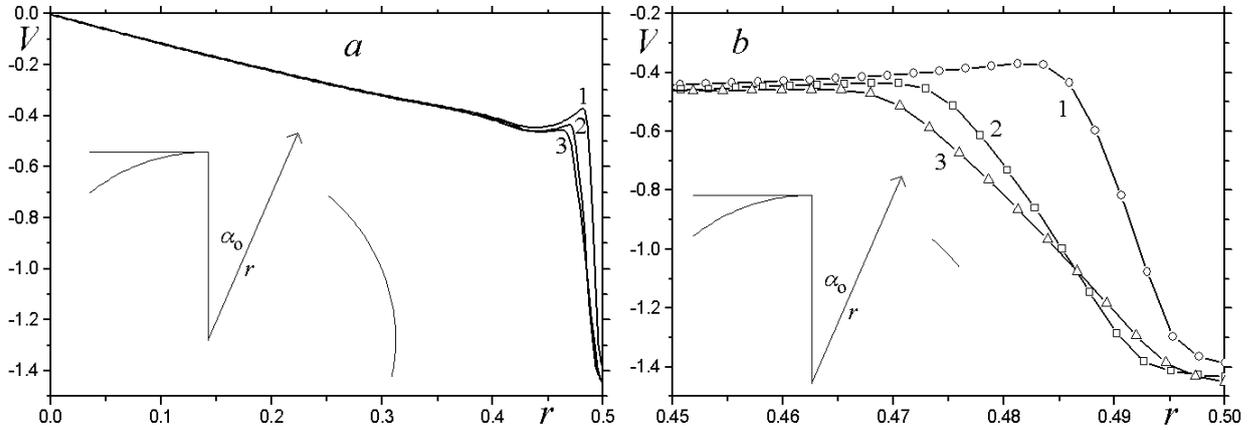


Рис.5.23. Сравнение профилей $V(r)$ в радиальных сечениях каверны (а) с увеличением масштаба вблизи ее окна (b). $\alpha=40^\circ$, $Re=10^5$. 1 – $\alpha_0 = 10^\circ$; 2 – 20° ; 3 – 30° .

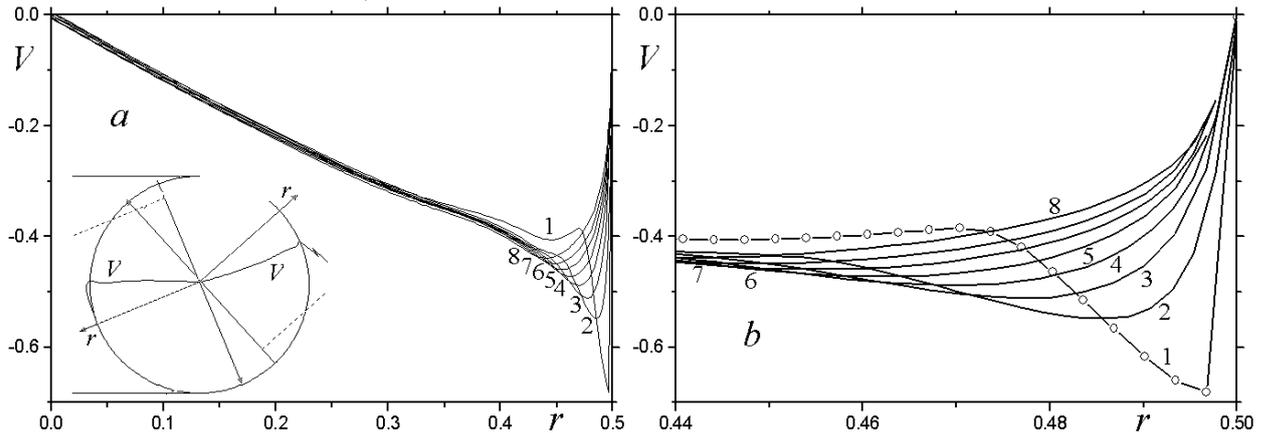


Рис.5.24. Сравнение профилей $V(r)$ в радиальных сечениях каверны (а) с увеличением масштаба вблизи ее внутреннего контура (b). $\alpha=40^\circ$, $Re=10^5$. 1 – $\alpha_0 = 45^\circ$; 2 – 90° ; 3 – 135° ; 4 – 180° ; 5 – 225° ; 6 – 270° ; 7 – 315° ; 8 – 360°

На рис.5.25 анализируются профили скорости $V(r)$ в 8 радиальных сечениях для переменных углов раскрытия каверны (от 1° до 180°). По мере раскрытия каверны наблюдается интенсификация циркуляционного течения в ядре уловленного крупномасштабного вихря. Как уже ранее отмечалось, вблизи внутренней стенки каверны за окном формируется пристеночная струя, в которой по мере роста α возрастает максимальная скорость потока, доходя при $\alpha=120^\circ$ и 150° до среднемассовой скорости потока в поворотном канале. Следует отметить, что в точке разрыва кривизны контура на верхней стенке отводящего канала профиль скорости при изменении α от 20° до 150° демонстрирует ее попадание в отрывную зону.

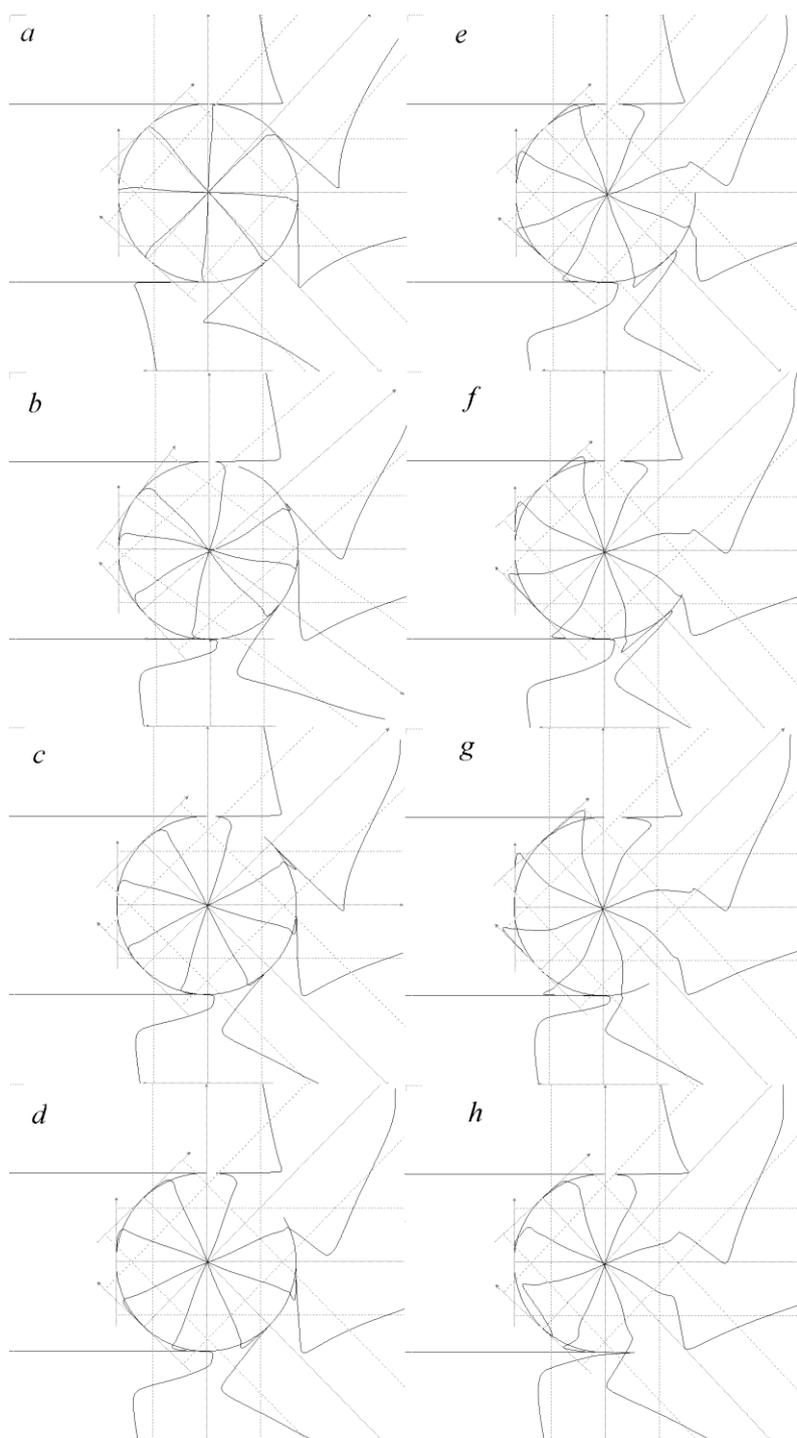


Рис.5.25. Сравнение профилей $V(r)$ в радиальных сечениях каверны для различных углов раскрытия при $Re=10^5$. $a - \alpha_0 = 1^\circ$; $b - 20^\circ$; $c - 40^\circ$; $d - 60^\circ$; $e - 90^\circ$; $f - 120^\circ$; $g - 150^\circ$; $h - 180^\circ$. Штриховыми линиями показаны единичные уровни скорости.

Влияние угла раскрытия каверны на течение в поворотном канале и гидравлические потери. Некоторые результаты параметрического анализа локальных и интегральных характеристик суммируются на рис.5.26-5.27. На рис.5.26 акцент делается на сопоставительном анализе картин отрывного течения в канале с переменным углом раскрытия для $Re=10^5$. В срединных сечениях окон строятся профили $V(r)$. Также на спектры обтекания накладываются поля изотак продольной составляющей скорости u . На рис. 5.27,*a* исследуется влияние изменения угла раскрытия круговой каверны на

гидравлические ζ потери в поворотном канале при фиксированном числе Рейнольдса $Re=10^5$, а на рис.5.27, *b* дается сравнение зависимостей от Re отнесенных к единице длины гидравлических потерь ζ/L поворотного канала с круговой каверной с углом раскрытия $\alpha=40^\circ$ и эквивалентного плоскопараллельного канала.

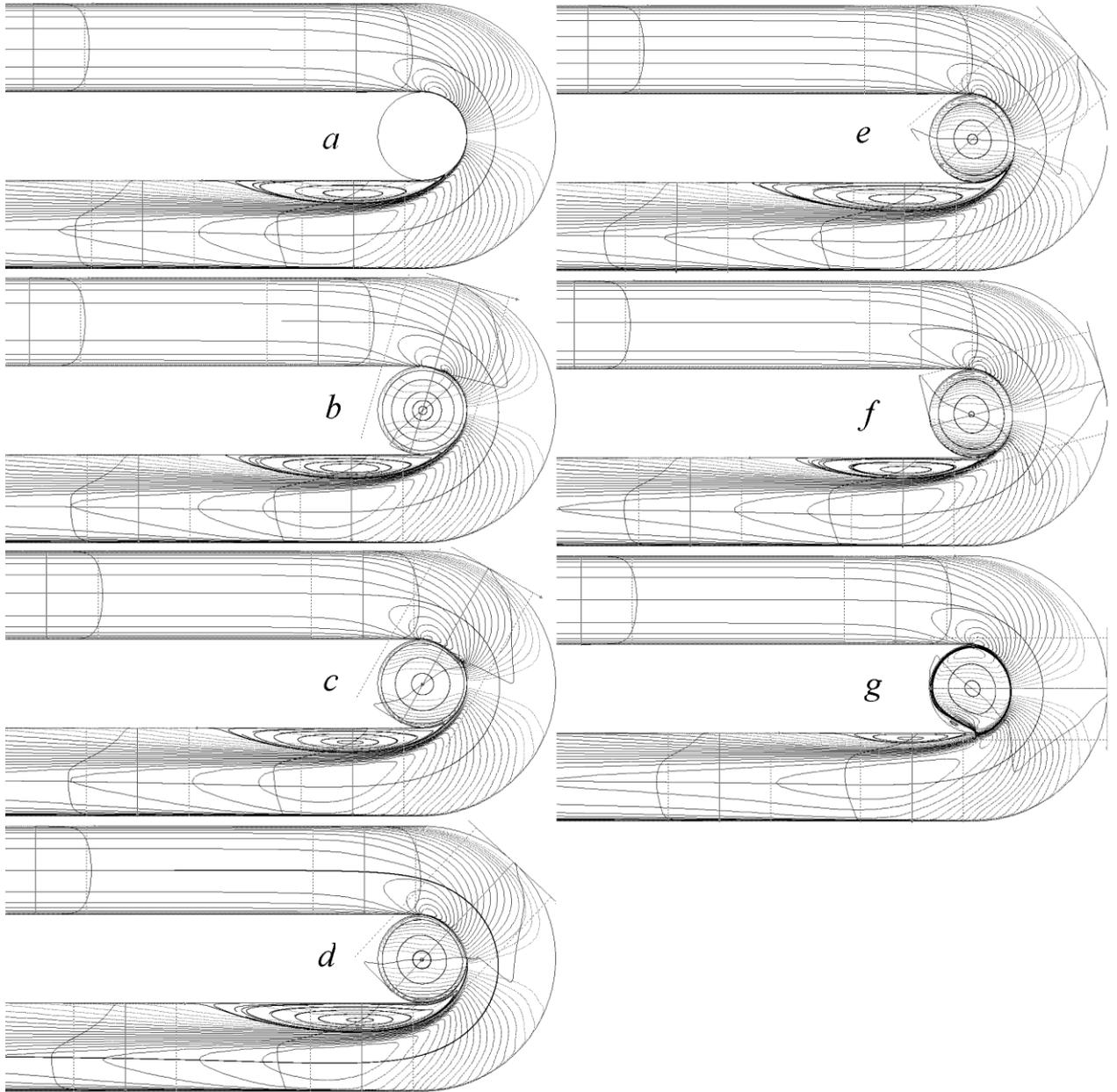


Рис.5.26. Эволюция картин отрывного течения в поворотном канале с каверной при переменном угле раскрытия с нанесенными изотопами и профилями скорости при $Re=10^5$. *a* – $\alpha = 0^\circ$; *b* – 30° ; *c* – 60° ; *d* – 90° ; *e* – 120° ; *f* – 150° ; *g* – 180° . Штриховыми линиями показаны единичные уровни скорости.

Компьютерная визуализация циркуляционного течения в кавернах при различных углах раскрытия показывает формирование в них цилиндрических уловленных вихрей с замкнутыми линиями тока, близкими к окружностям (рис.10). По мере раскрытия скорости возвратного течения в кавернах возрастают. Вблизи верхней стенки отводящего

канала за каверной генерируется отрывная зона, продольные размеры которой незначительно изменяются в диапазоне углов раскрытия от 1° до 120° . При больших углах раскрытия отрывная зона постепенно сокращается, причем при $\alpha=180^\circ$ она становится вдвое короче и заметно тоньше, чем в малых и средних углах α .

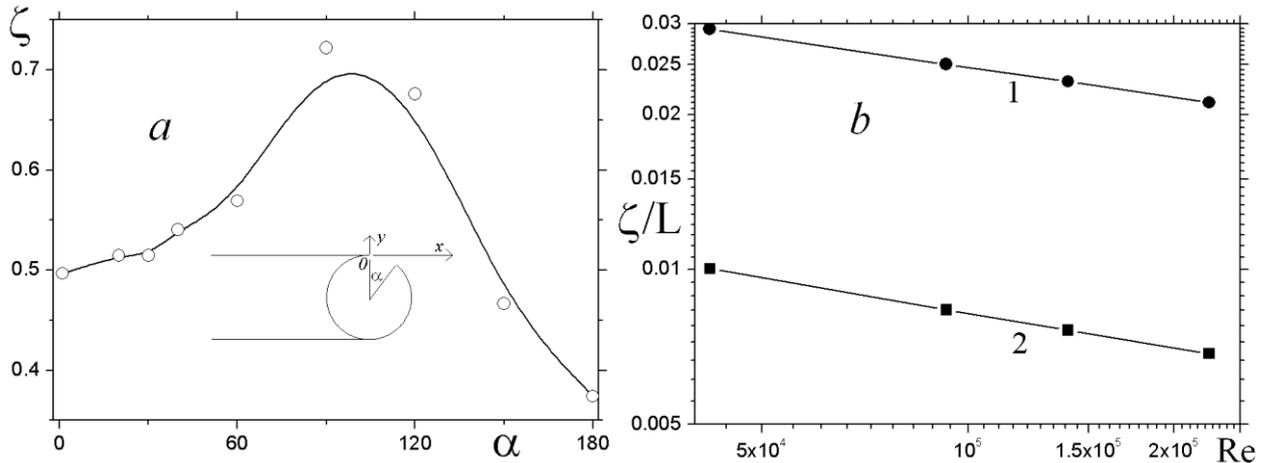


Рис.5.27. Влияние изменения угла раскрытия α при фиксированном $Re=10^5$ на гидравлические потери ζ канала с круговой каверной (а), а также сравнение зависимостей от числа Рейнольдса Re при $\alpha=40^\circ$ (b) отнесенных к длине L поворотного канала гидравлических потерь ζ (1) в сравнении с плоскопараллельным каналом (2).

Как следствие, гидравлические потери в поворотном канале оказываются максимальными при $\alpha=90-100^\circ$, а потом по мере роста α уменьшаются, становясь существенно меньше гидравлических потерь в канале без каверны. При $\alpha=180^\circ$ ζ оказываются ниже на 25% по сравнению с ζ при $\alpha=1^\circ$.

Сопоставительный анализ гидравлических потерь, отнесенных к единице длины канала, для поворотного канала с круговой каверной и плоскопараллельного канала в зависимости от Re (построенных в логарифмических координатах) показал их следование линейному закону, причем прямые имеют одинаковые углы наклона. В целом, ζ/L для поворотного канала в три раза превышают ζ/L для плоскопараллельного канала.

Изменение турбулентных характеристик с увеличением угла раскрытия каверны. На рис.5.28 иллюстрируется влияние α на изменение картин изолиний k . Акцент делается на идентификации зон с высокой турбулентностью. Поэтому строятся картины изолиний энергии турбулентности, начиная с уровня $k = 10^{-2}$ с шагом 10^{-2} . В поле внимания попадают вполне естественно области отрывного течения за круговой каверной и зоны развития сдвиговых слоев. Поскольку уровни турбулентности внутри каверн оказались

ниже, чем рассматриваемые, то они здесь не анализируются. Для вариантов с малоразмерными окнами ($\alpha=20^\circ$ и 40°) сдвиговые слои показаны в увеличенном масштабе (рис.5.28, *b, c*).

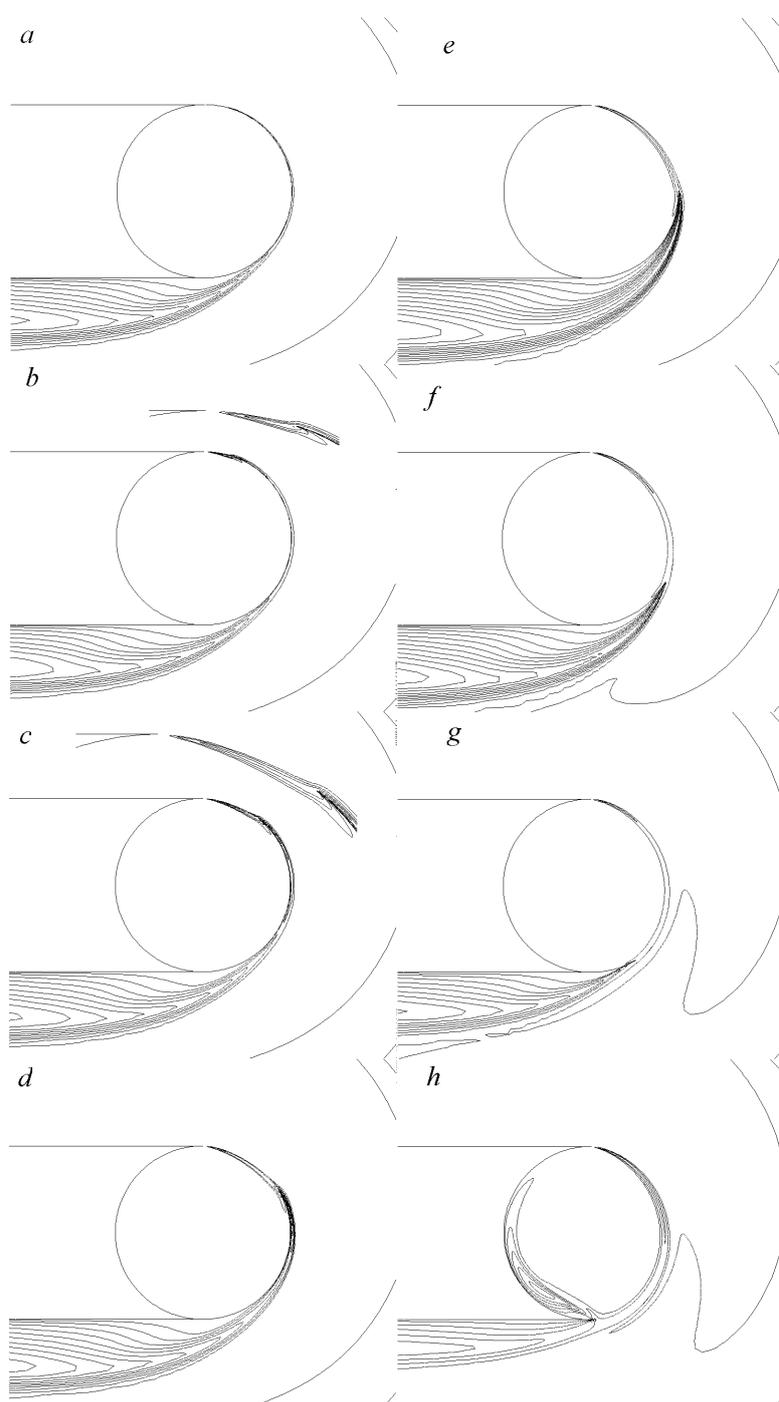


Рис.5.28. Влияние угла раскрытия каверны на картины изолиний энергии турбулентности, нанесенных с шагом 0.01, начиная от уровня 0.01, при $Re=10^5$. *a* – $\alpha = 1^\circ$; *b* – 20° ; *c* – 40° ; *d* – 60° ; *e* – 90° ; *f* – 120° ; *g* – 150° ; *h* – 180° . На рис.12, *b* и 12, *c* нанесены картины сдвиговых слоев в укрупненном масштабе.

Как указывалось ранее при рассмотрении спектров обтекания каверны в поворотном канале, вихревая структура в довольно широком диапазоне изменения α (до 120° включительно) оказывается неизменной. Картины изолиний k , в целом, подтверждают этот вывод, хотя необходимо отметить постепенное утолщение высокотурбулентного пристеночного слоя на обечайке каверны при углах α в диапазоне 60° - 90° , что может обуславливать максимум гидравлических потерь ζ в поворотном канале (рис.5.28, *d, e*). В

то же время сдвиговые слои, развивающиеся в открытых окнах каверн при малых углах раскрытия, имеют отчетливо клиновидный характер (рис.5.28, *b*, *c*). И, конечно, при $\alpha=180^\circ$ имеет место взаимодействия турбулентного сдвигового слоя с кромкой каверны с разделением потоков и формированием внутри каверны мощного турбулентного пристеночного слоя. При этом энергия внешнего потока, попадающего на верхнюю стенку отводящего канала заметно уменьшается, что предопределяет значительное сокращение и снижение интенсивности отрывной зоны в районе точки разрыва кривизны контура.

Выводы по п.5.3.

1). Сравнительный анализ старой и новой моделей переноса сдвиговых напряжений (MSST) с двумя модификациями, учитывающими влияние кривизны линий тока в рамках подходов Роди-Лещинера-Исаева (RLI) с коррекцией вихревой вязкости на основе введения обратной линейной функции от числа Ричардсона с константой $C_c=0.02$ и Смирнова-Ментера с поправочной функции при константе C_2 показал, что прогнозы по модифицированной модели RLI наиболее точно согласуются с экспериментальными данными Кастро-Савельсберга при угле раскрытия 20° и числе Рейнольдса 9.3×10^4 .

2). Хорошее согласование численных прогнозов, полученных при решении уравнений Рейнольдса с замыканием по модифицированной MSST в рамках подхода RLI, с помощью многоблочных вычислительных технологий, реализованных в пакете VP2/3 (velocity-pressure, 2D/3D), с экспериментальными данными Кастро-Савельсберга при изменении углов раскрытия от 20° до 60° и чисел Рейнольдса от 5×10^4 до 14×10^4 свидетельствует о приемлемости модифицированной модели турбулентности и основанной на MBT методологии.

3). Возрастание скорости осредненного потока в поворотном канале интенсифицирует движение в пристеночном слое уловленного в каверне крупномасштабного вихря, однако не оказывает практического влияния на профиль скорости в его ядре при фиксированного угле раскрытия.

4). Увеличение угла раскрытия круговой каверны способствует интенсификации циркулирующего в каверне потока, однако фактически не влияет на ядро уловленного вихря с практически постоянной завихренностью.

5). Существенные деформации профиля тангенциальной составляющей скорости в вихре круговой формы происходят при взаимодействии развивающегося в оконном проеме сдвигового слоя и контуром каверны.

6). При углах раскрытия свыше 120° отрывная зона в поворотном канале начинает стремительно сокращаться, а при 180° превращается в тонкий отрывной пузырь.

7). Форма разделяющей линии тока в проеме каверны при малых углах раскрытия близка к прямолинейной, а при угле 180° наблюдается взрывная турбулизация в уловленном вихре в зоне взаимодействия сдвигового слоя с вогнутой стенкой.

8). Гидравлические потери ζ в канале в круговой каверной максимальны при угле раскрытия 90° , а также они оказываются ниже уровня, соответствующего каналу без каверны, при α свыше 150° . При $Re=10^5$ и $\alpha=180^\circ$ ζ на 25% ниже, чем для гладкого канала.

5.4. Тонкий профиль NASA0012 при варьировании углом атаки от 0 до 180 градусов. $M=0$ [3]

Параметрические расчеты нестационарного обтекания профиля NASA0012 при фиксированном числе Рейнольдса 40000 выполнены на нескольких многоблочных пересекающихся сетках разного масштаба и густоты, охватывающих совместно ближний и практически весь дальний след вплоть до начального разгонного вихря. Решения, полученные с помощью полуэмпирических моделей переноса сдвиговых напряжений Ментера и вихревой вязкости Спаларта-Аллмареса, в том числе с учетом влияния кривизны линий тока в рамках подхода Смирнова-Ментера, а также бессеточным методом вихревых доменов, сравниваются с имеющимися оценочными и экспериментальными данными. Верификация двумерной модели выполнена при сравнении численных прогнозов поперечного обтекания толстой пластинки с экспериментальными данными Игараши.

Проблематика, связанная с обтеканием профилей, по-прежнему, привлекает внимание аэродинамиков. В последние годы интерес к ней проявлялся при численном моделировании трансзвукового нестационарного режима течения [22,75], а также при постановке экспериментов для анализа возможностей управления обтеканием с помощью выдува струи [18].

Известно существенное количественное отличие численных решений двумерных нестационарных осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса (URANS), замкнутых с помощью полуэмпирических моделей турбулентности, от теоретико-экспериментальных оценок осредненных интегральных характеристик профиля NASA0012, приведенных в [96,127]. Оно послужило основанием для вывода в [21] о неприемлемости подхода Рейнольдса к моделированию нестационарных отрывных течений и преимуществе альтернативного подхода на базе модели отсоединенных вихрей. Однако двумерный подход URANS оказался вполне приемлемым для моделирования нестационарного обтекания кругового цилиндра в до- и закритических режимах

[30,31,32,102], а также в отдельных расчетах профиля NACA0015 [61]. Чтобы прояснить ситуацию, в данной работе проводятся детальные расчеты на различных сетках с использованием многоблочных вычислительных технологий [78,20] нестационарных отрывных течений около профиля NACA0012 при фиксированном числе Рейнольдса 40000 и сравниваются результаты, полученные с использованием нескольких полуэмпирических моделей дифференциального типа, с вышеуказанными экспериментальными оценками. Важное значение для оценки применимости двумерного подхода к описанию турбулентных отрывных течений имеет сопоставление полученных численных прогнозов с данными физического эксперимента Игараши [99] для турбулентного обтекания поперечной толстой пластины.

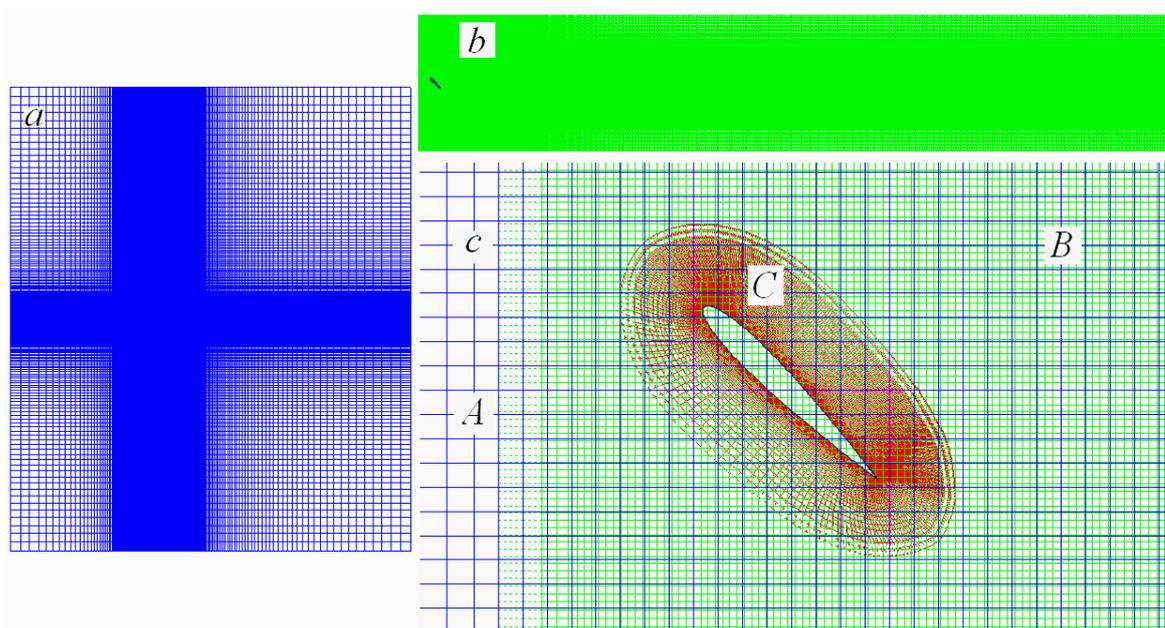


Рис.5.29. Фрагменты многоблочной сетки: внешняя декартова A (a), внутренняя декартова B для отображения дальнего следа (b) и наложение декартовых сеток A, B и цилиндрической сетки C в ареале профиля под углом атаки 45° .

Объект исследования. Профиль NACA0012 является классическим симметричным профилем с аналитическим заданием координат точек верхней и нижней дужек контура [79]. Длина хорды L выбирается в качестве линейного масштаба обезразмеривания. Решение задачи строится в поточной системе координат (x, y) , имеющей начало в середине хорды, а ось x ориентирована по направлению невозмущенного потока. Наклон хорды профиля по отношению к вектору скорости невозмущенного потока U задается углом атаки α . Задача обтекания несжимаемой вязкой жидкостью профиля NACA0012 решается в прямоугольной расчетной области, границы которой располагаются на достаточном расстоянии от профиля, причем входная граница перпендикулярна скорости U . В начальный момент времени считается, что профиль, движущийся со скоростью U ,

внезапно тормозится и в дальнейшем происходит процесс постадийного формирования его вихревого обтекания в зависимости от числа Рейнольдса, определенного по U , L и кинематической вязкости среды (см., например, [78]).

В отличие от использования для решения задачи моноблочных или неструктурированных сеток, как, например, в [21], в данной работе развивается альтернативный подход на основе многоблочных сеток, объединяющий вводимые априори разнообразные по типу и масштабу структурированные сетки простой топологии (близкие к ортогональным), накладываемые друг на друга с пересечением. Каждая из сеток нацелена на отображение соответствующего элемента гидродинамической структуры обтекания профиля. Так, на рис.5.29 внешняя декартовая сетка A согласовывается с границами расчетной области, расположенными достаточно далеко (на несколько сотен хорд) от профиля (его даже не видно на изображении a). Нестационарный дальний след за профилем детально воспроизводится на внутренней декартовой сетке B (b). Весьма подробная цилиндрическая сетка, согласованная с омываемой поверхностью профиля, нацелена на отображение сравнительно тонких пограничных и сдвиговых слоев. Наложение этой криволинейной сетки C на декартовые сетки A и B разной густоты показано на рис. 5.29, c .

Важным методическим этапом численного исследования является сравнительный анализ результатов, полученных с использованием дифференциальных полуэмпирических моделей турбулентности различного типа (одно- и двухпараметрических). Наряду со стандартной версией модели переноса сдвиговых напряжений MSST Ментера в варианте 2003г [113] применяется ее модификация MSST SM, учитывающая влияние кривизны линий тока на характеристики турбулентности в рамках подхода Смирнова-Ментера [128]. Для сравнения также используется однопараметрическая модель переноса вихревой вязкости Спаларта-Аллмареса SA [129].

Помимо представленных сеточных методов численного моделирования, отдельные расчеты обтекания профиля NASA0012 были выполнены с помощью бессеточного метода решения уравнений Навье-Стокса – метода вязких вихревых доменов ВВД [1], в котором вообще отсутствуют ограничения на размеры расчетной области, а степень разрешения вихревых структур определяется лишь принятым уровнем начальной дискретизации поверхности профиля.

Применение такого комплексного подхода к моделированию нестационарного обтекания профиля диктуется нацеленностью на отображение дальнего вихревого следа за ним.

Большое методологическое значение имеет сохранение в расчетной области разгонного вихря, особенно интенсивного при больших углах атаки. Именно это обстоятельство предопределило выбор значительных размеров расчетной области. Таким образом, время решения задачи подбирается так, чтобы практически весь вихревой след вплоть до разгонного вихря располагался внутри сетки A .

Фиксирование числа Рейнольдса в расчетах не связано с принципиальными методическими ограничениями, а также со стремлением экономить вычислительные ресурсы. Главным образом, оно обусловлено необходимостью тщательной обработки огромного объема информации по нестационарным процессам обтекания профиля. Хотя нельзя не отметить, что для числа Рейнольдса 4×10^4 существенно снижаются требования к выбору величины пристеночного шага.

Как уже указывалось, обработка результатов расчета нестационарных характеристик течения представляет особую проблему, причем она связана не только со значительными массивами данных. В данной работе продолжается развитие подхода, ранее использованного в работах [78,20,42,30], заключающегося в достижении квазипериодического режима изменения характеристик обтекания профиля (ранее это был цилиндр). Обычно расчеты нестационарных течений приводят к хаотическим колебательным процессам, обработка которых проводится статическими методами. Здесь мы получаем изменение характеристик на периоде колебаний интегрального параметра, например, подъемной силы. Осреднение процесса происходит по этому периоду. Изучение поведения решения на этом временном отрезке позволяет детально проанализировать нестационарный режим течения с акцентом на динамику вихревых структур.

Постановка задачи и технология решения. Задача турбулентного нестационарного обтекания несжимаемой вязкой жидкостью профиля под углом атаки решается в расчетной прямоугольной области с фиксированными входными условиями.

В качестве масштабов обезразмеривания выбираются скорость потока на входе U и длина хорды L . Продольная компонента скорости $u=1$, а поперечная – $v=0$, степень турбулентности 1% (как в рабочей части аэродинамической трубы), масштаб турбулентности 1. На выходных проточных границах задаются условия продолжения решения (мягкие граничные условия). На омываемой поверхности профиля ставится условие прилипания. Расчет характеристик пристеночной турбулентности проводится аналогично методологии [20,42].

Расчеты проводятся на многоблочных сетках (см., например, рис.5.29). Внешняя сетка построена в области размером 300×200 с центром координатной системы, удаленным от

входной границы на 100 хорд профиля. Ячейки сгущаются по мере приближения в зоне расположения профиля. Минимальные шаги внешней сетки равны 0.1. Количество узлов сетки 672×201 . Внутренняя сетка близка к равномерной с шагом 0.03 по обеим координатам, содержит 633×164 ячейки и охватывает пространство протяженностью порядка 60 хорд профиля. Цилиндрическая сетка согласовывается с профилем. Шаг сетки в окрестности носка профиля – 0.001, шаг у задней кромки – 0.001 (радиус скругления задней кромки – 0.002). Шаг около срединной части профиля – 0.01. Пристеночный шаг – 8×10^{-5} . Сетка содержит 329×62 ячейки. Временной шаг выбирается равным 0.01.

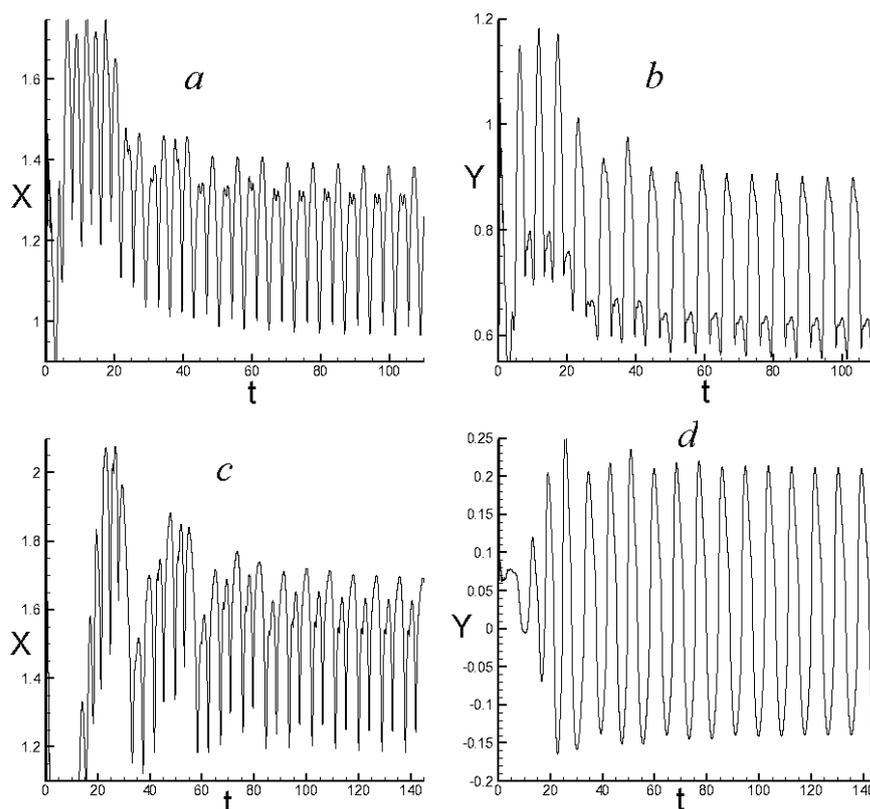


Рис.5.30. Поведение во времени лобовой X (a, c) и подъемной Y (b, d) силы, действующей на профиль NASA0012 под углами атаки $a, b - 60^\circ$; $c, d - 90^\circ$.

Методические исследования. Верификация. Анализ интегральных силовых характеристик. Выполненная серия расчетов обтекания профиля при варьировании углом атаки от 15° до 150° характеризуется выходом на автоколебательный режим с периодическим поведением погрешности, интегральных продольных и поперечных нагрузок, как демонстрируется на рис.5.30 для $\alpha=60^\circ$ и 90° . Аналогично турбулентному обтеканию кругового цилиндра [78,20], начальная фаза взаимодействия потока с профилем протяженностью 10-20 безразмерных временных единиц характеризуется повышенными пульсирующими нагрузками, постепенно снижающимися по мере развития следа.

Анализ поведения поперечных нагрузок на автоколебательном режиме обтекания профиля позволил выделить участки их периодического изменения (рис.5.31,5.32). В отдельных случаях (при углах атаки 135° и 150°) приходится рассматривать двоянные

участки. Для сопоставления зависимостей интегральных нагрузок $X(t)$, $Y(t)$ на участках их периодического изменения вводится приведенное время t^* , начало отсчета которого берется в момент достижения минимума Y .

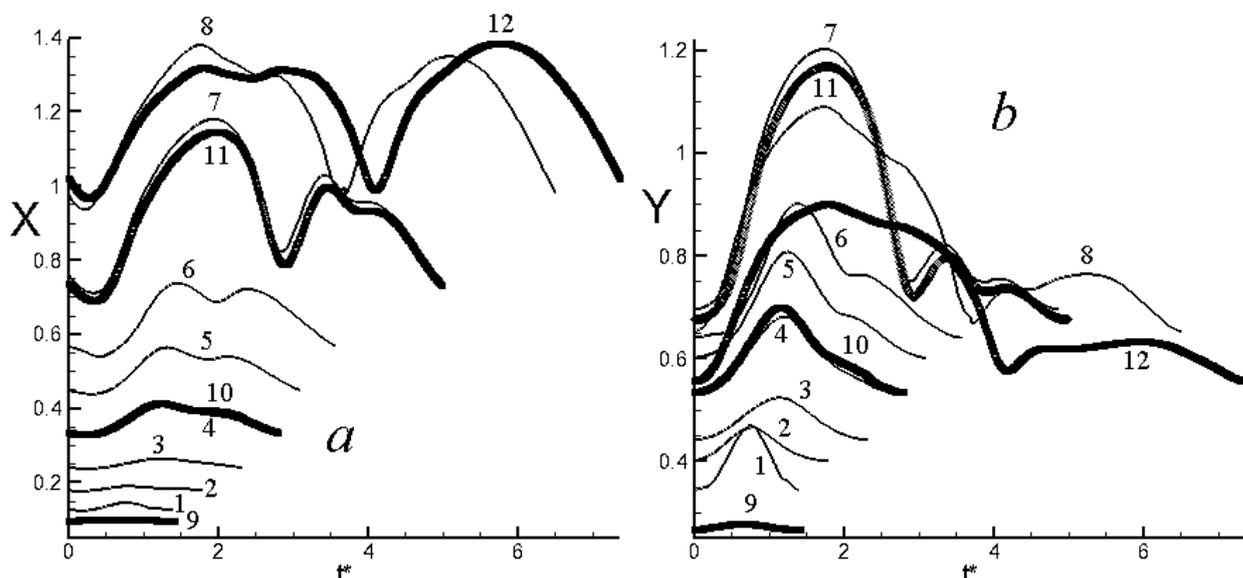


Рис.5.31. Сравнение зависимостей от приведенного времени t^* продольной (а) и поперечной (b) нагрузки на профиль при углах атаки от 15° до 60° для расчетных областей с размерами 50×20 (кривые 1-8, полученные с использованием модификации MSST Смирнова-Ментера) и 300×200 (кривые 9-12). 1 – $\alpha = 15^\circ$; 2 – 20° ; 3 – 25° ; 4 – 30° ; 5 – 35° ; 6 – 40° ; 7 – 45° ; 8 – 55° ; 9 – 15° ; 10 – 30° ; 11 – 45° ; 12 – 60° .

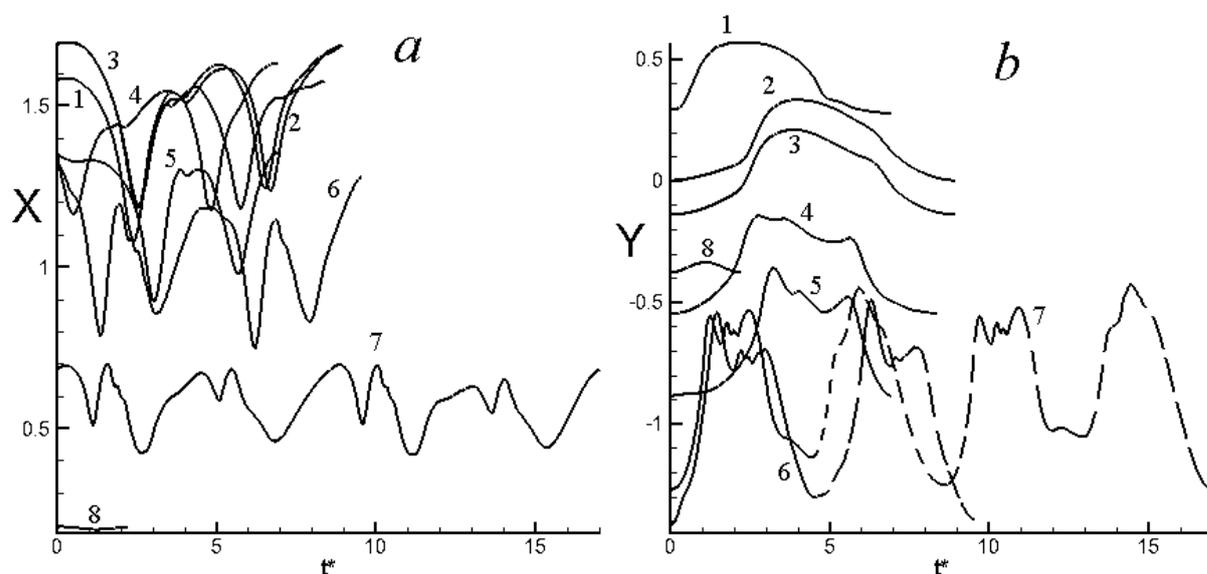


Рис.5.32. Сравнение зависимостей от приведенного времени t^* продольной (а) и поперечной (b) нагрузки на профиль при углах атаки от 75° до 157.5° . 1 – $\alpha = 75^\circ$; 2 – 85° ; 3 – 90° ; 4 – 105° ; 5 – 120° ; 6 – 135° ; 7 – 150° ; 8 – 157.5° .

Сравнение зависимостей $X(t^*)$ и $Y(t^*)$ на рис.5.31 носит также методический характер, так как результаты получены в расчетных областях с существенно различающимися

размерами 40×20 и 300×200 . Как уже указывалось, для больших размеров расчетных областей практически весь вихревой след вплоть до разгонного вихря находится внутри области, а для области сокращенных размеров разгонный вихрь покидает область.

Отмечается, что периодический характер процесса вихреобразования затруднительно выявить в областях сокращенных размеров, что повлияло на проведение расчетов обтекания профиля при больших углах атаки (свыше 60°). В то же время, в пределах углов атаки до 60° (рис.5.31) согласие результатов расчетов нестационарных интегральных характеристик профиля NASA0012 вполне удовлетворительное (см. кривые 7,11 и 8,12).

Следует отметить, что по мере увеличения угла атаки периодические распределения интегральных нагрузок во времени становятся все более отличными от синусоидальных, характерных для малых углов (до 25° и свыше 155°).

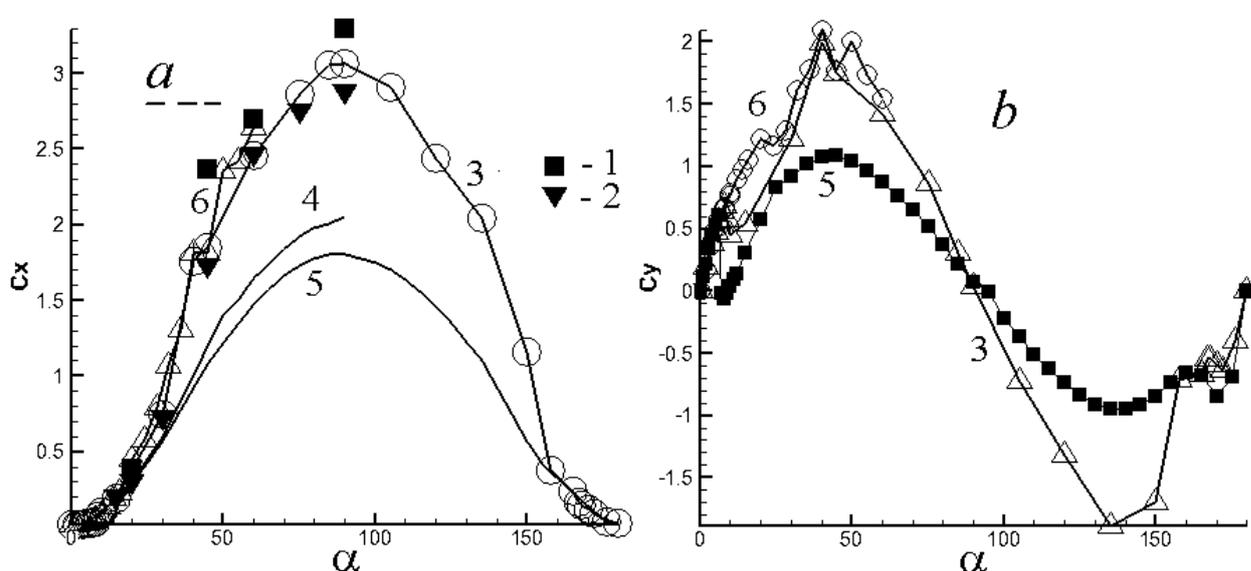


Рис.5.33.Зависимость от угла атаки осредненных по периоду колебаний коэффициентов лобового сопротивления (а) и подъемной силы (b). 1 – расчет URANS-MSST [21]; 2 – расчет URANS-SA [21]; 3 – расчет URANS-MSST (данная работа) [3]; 4, 5 – данные [96],[127] соответственно; 6 – метод ВВД [3]. Штриховая линия – [99].

В [21] на основе рассогласования результатов численных прогнозов, полученных с использованием моделей Ментера MSST (вариант 1993 года) [111] и Спаларта-Аллмареса SA [129] ($Re=10^5$), а также данных Хернера [96] сделан вывод о неприемлемости использования двумерного подхода URANS для расчета обтекания профиля под большими углами атаки. К указанным выше сведениям можно добавить оценки [44] (рис.5.33). Однако полученные при $Re=4 \times 10^4$ в [3] результаты хорошо согласуются с данными [21]. Более того, они также коррелируют с результатами расчетов обтекания

профиля бессеточным методом вязких вихревых доменов [3]. Полученные результаты указывают на ограниченность вывода [21].

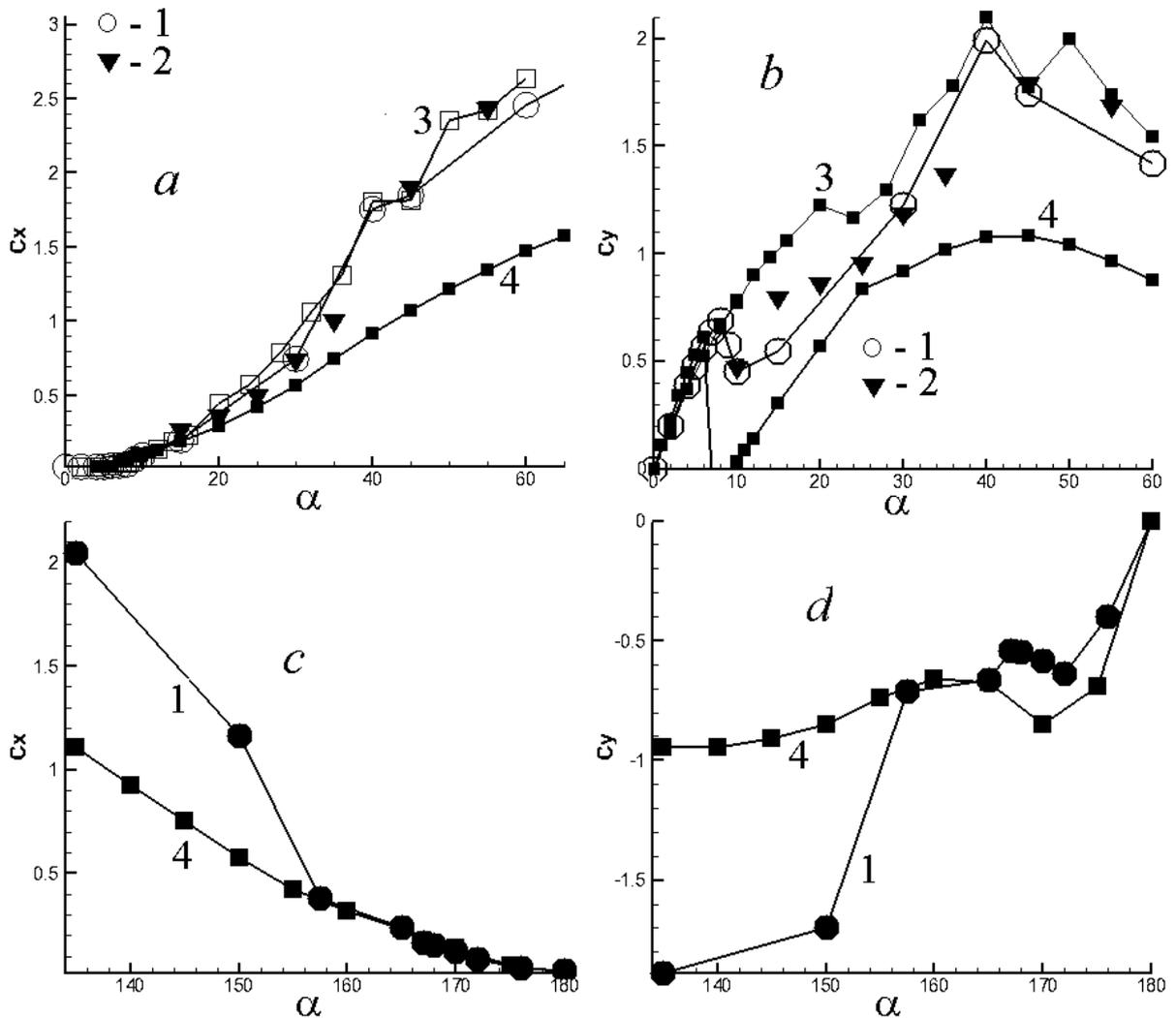


Рис.5.34. Сравнение зависимостей от умеренных (*a,b*) и больших (*c,d*) углов атаки осредненных по периоду колебаний $C_x(\alpha)$ (*a,c*) и $C_y(\alpha)$ (*b,d*), полученных с помощью URANS для расчетных областей с размерами 300×200 (1) и 50×20 (2), а также в рамках метода ВВД (3), с оценками (4) [127].

Рассмотрим вариант расположения профиля под углом атаки 90° , этот случай мало отличается поперечно обтекаемой пластинки. Экспериментальные данные Игараши [99] показывают, что величина C_x пластинки толщиной 0.2 от ее длины составляет 2.8 при $Re=4 \times 10^4$. По данным [15] C_x тонкой пластинки имеет величину около 2.5. Для проведения сравнения с экспериментальными данными была решена специальная тестовая задача обтекания поперечно ориентированной толстой пластины при равном экспериментальному числу Рейнольдса. Расчетный прогноз составил $C_x=2.76$. Таким образом, рассогласование данных по сопротивлению профиля при $\alpha=90^\circ$ в [21] нельзя отнести к неадекватности двумерного подхода URANS. Скорее всего, причина отмеченных выше случаев рассогласования заключается в различии двумерного и

пространственного характера обтекания профиля, наблюдаемого, в том числе, в физических экспериментах [96,99,127].

Более детальное сравнение расчетных и оценочных интегральных силовых нагрузок на профиль в диапазонах умеренных углов атаки представлено на рис. 5.34. При малых α (до $7-8^\circ$) численные прогнозы по сеточным и бессеточным методам практически совпали с оценочными данными [96]. Этот диапазон углов атаки соответствует безотрывному обтеканию профиля NASA0012.

При определении характеристик отрывных режимов обтекания профиля наблюдаются некоторые рассогласования численных прогнозов и их прогрессирующее отклонение от оценочных данных. Хотя зависимости для $C_x(\alpha)$ хорошо сочетаются для сеточных и бессеточных методов (рис.5.34, *a*), причем примерно до 40° они подчиняются близкому к квадратичному закону, результаты расчетов $C_y(\alpha)$ при умеренных α (порядка $15^\circ-25^\circ$) демонстрируют различие в отображении «ложки» локального падения C_y при формировании отрывного характера течения. При этом прогнозы по URANS для различных расчетных областей довольно близки друг к другу.

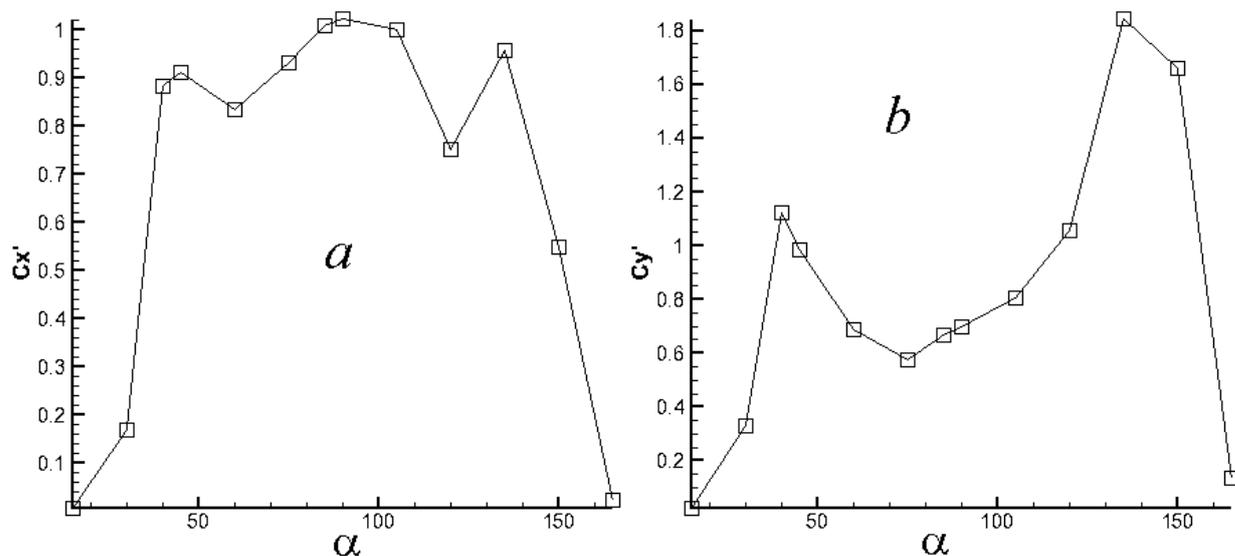


Рис.5.35. Зависимости от угла атаки пульсационных продольных (*a*) и поперечных (*b*) нагрузок на профиль.

На больших углах атаки, близких к 180° , численные прогнозы C_x практически не отличаются от оценочных данных [96], а прогнозы C_y , хотя и несколько отличаются от данных [96], но воспроизводят мелкую «ложку» C_y . Расслоение результатов при $\alpha \leq 157.5^\circ$, скорее всего, свидетельствует о пределах применимости двумерной модели для описания существенно пространственного обтекания профиля.

Уровень пульсирующих нагрузок на профиль довольно велик (рис.5.35). Если пульсации S_x достигают 1 при максимуме S_x порядка 3 (т.е. составляют примерно треть), то пульсации S_y доходят до 1.8 при наибольшей по модулю величине S_y , равной 2 (т.е. оказываются одного порядка). При этом максимальные пульсации S_y соответствуют развороту профиля острым концом к набегающему потоку. Снижение пульсаций S_y при положении профиля близком к нормальному связано с сокращением проекции хорды профиля на направление набегающего потока.

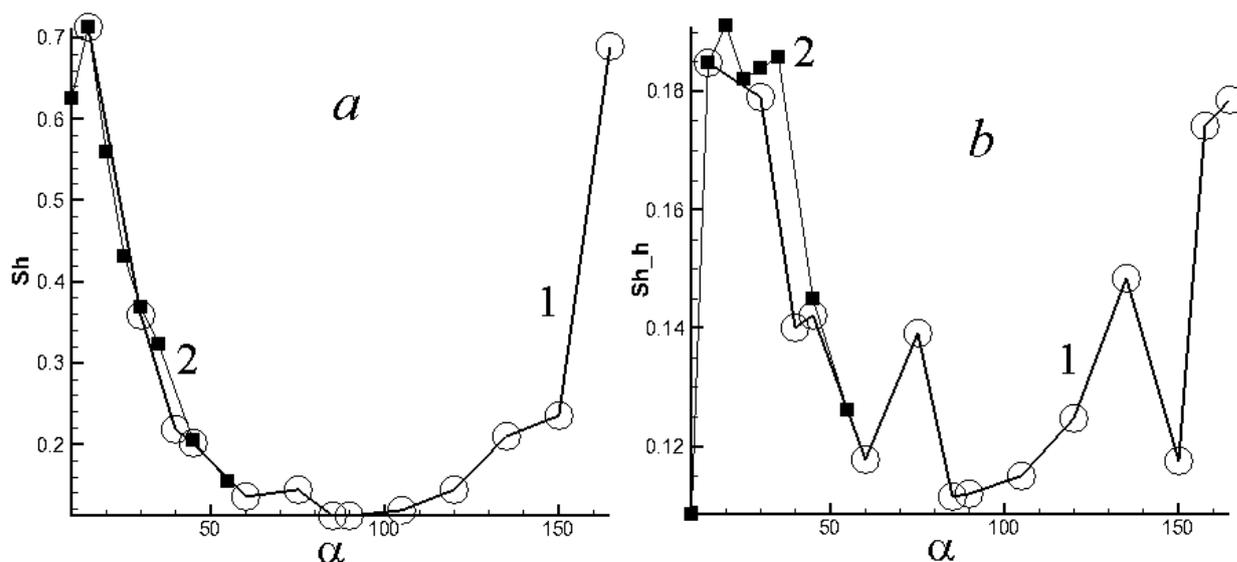


Рис.5.36. Зависимости от угла атаки числа Струхалия (*a*) и приведенного числа Струхалия (*b*). 1 – 300×200 ; 2 – 50×20

Обработка данных по периодам колебаний на рис. 5.31, 5.32 позволяет построить зависимости определенного по хорде профиля числа Струхалия Sh от угла атаки (рис.5.36, *a*), причем прогнозы для расчетных областей различного размера удовлетворительно согласуются между собой. Значительный разброс Sh от 0.7 до 0.1, по-видимому, является нефизическим и связан с тем, что проекция профиля на нормаль к потоку сокращается при приближении углов атаки к нулю и к 180 градусам соответственно. Определение приведенного Sh_h по переменному размеру – проекции хорды профиля на направление, перпендикулярное к набегающему потоку, существенно сокращает диапазон варьирования числа Струхалия – от 0.11 до 0.19. Таким образом, угол атаки существенным образом влияет на характер периодических колебаний в следе – Sh при $\alpha=90^\circ$ оказывается порядка 0.1, что более чем вдвое ниже, чем для кругового цилиндра. Во многом это определяется изменением топологии вихревых структур в дальнем следе, которые анализируются ниже.

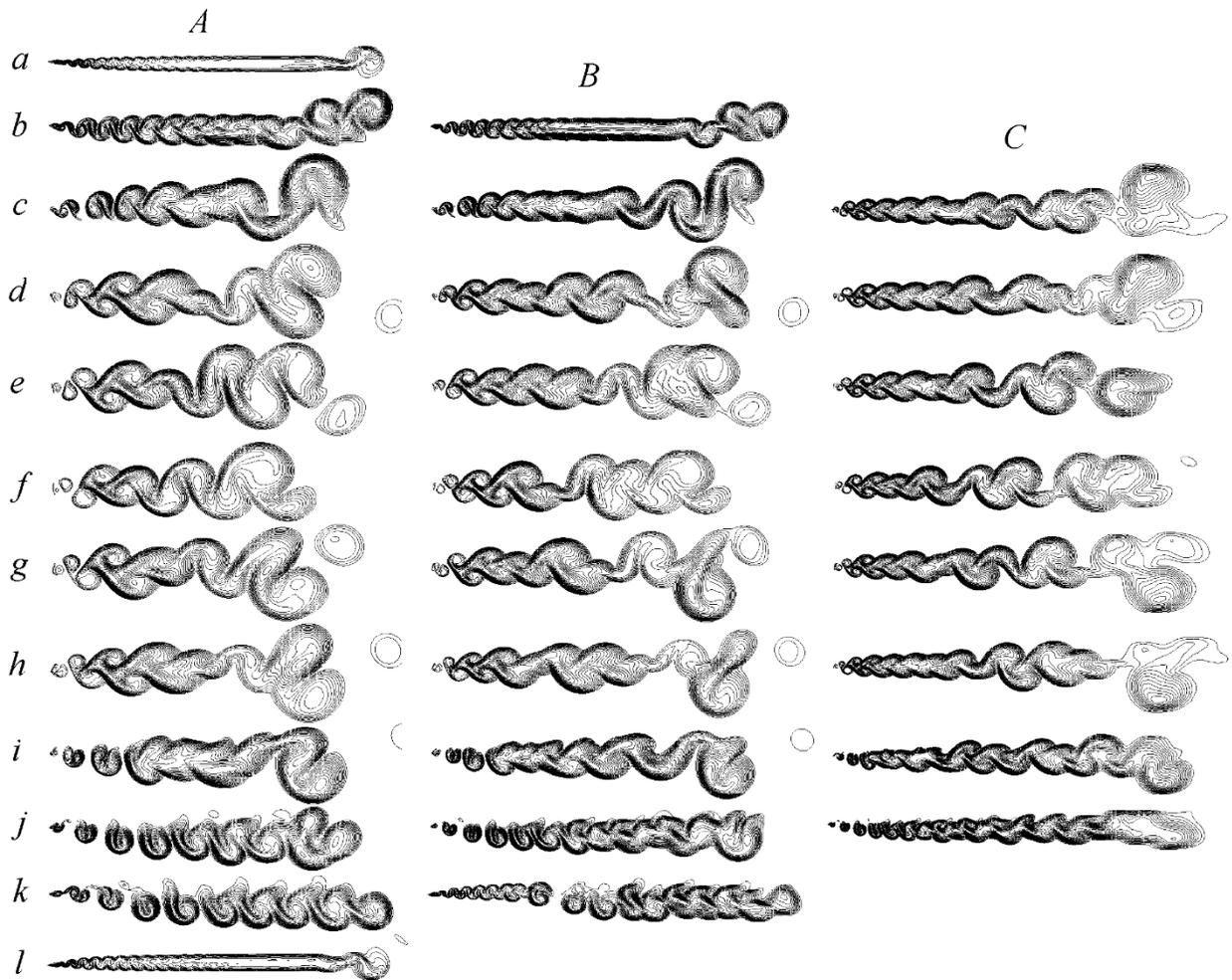


Рис.5.37. Картины вихревой вязкости для α от 15° до 150° с шагом 15° (a-j) 157.5° (k) и 165° (l) при $t=40$ (A), 60 (B), 100 (C)

Анализ эволюции вихревых структур и локальных характеристик в ближнем и дальнем следе. На рис. 5.37 сравниваются картины вихревых структур в следе за профилем в различные моменты времени 40 (A), 60 (B) и 100 (C) при варьировании в широких пределах углом атаки от 15° до 165° . Визуализация структур осуществляется изолиниями вихревой вязкости, причем для каждого из рассчитанных вариантов число изолиний фиксировано и равно 21 , а максимум вихревой вязкости различный.

Проводится качественное сравнение формирующихся вихревых дорожек по форме сгенерированных вихрей, их концентрации и протяженности. По мере выхода интегральных характеристик профиля на автоколебательный режим сокращается число вариантов анализируемых дорожек, т.е. сокращается диапазон варьирования углом атаки. На малых и очень больших, близких к 180° углах атаки выход на автоколебательный режим происходит на временах порядка 40 (рис.5.37A), причем протяженность следа, в целом, превосходит протяженность вихревых дорожек при углах атаки в диапазоне 60° - 120° .

Вихревая дорожка за профилем при малых углах атаки (порядка 15°) имеет характер сцепленных попарно вихрей разной ориентации, образующихся при периодическом срыве потока поочередно со срединной части контура профиля и с его острой кромки [127]. Как видно из рис.5.37А, в момент $t=40$ при $\alpha = 15^\circ$ и 165° структура следа получается упорядоченной и однородной, причем волнистая в ближнем следе граница следа постепенно выглаживается и в дальнем следе образуется вихревая полоса постоянной ширины, на конце которой сохраняется разгонный вихрь, а точнее то, что от него осталось к этому моменту времени. Выход на автоколебательный режим обтекания профиля происходит гораздо раньше отмеченного момента времени. Следует подчеркнуть, что эволюция вихревого следа, в целом, не является периодическим процессом.

С увеличением угла атаки до 30° наблюдается более интенсивное смещение в следе, чем при малых углах атаки (рис.5.37). Более рельефно происходит спаривание вихрей разной ориентации с формированием полосчатой дорожки постоянной ширины, которая становится со временем (рис.5.37В,С) все более протяженной. Обращает на себя внимание, что конфигурация разгонного вихря меняется незначительно за 20 единиц безразмерного времени от $t=40$ до $t=60$.

Расположение профиля под углом атаки 157.5° сопровождается разворотом задней острой кромки навстречу набегающему потоку. Как результат, сходящие вихри в начальные моменты времени (примерно до 30 единиц) собираются в отдельные вихревые сгустки (рис.5.37). В дальнейшем (рис.9С) наблюдается более упорядоченное поведение крупномасштабных вихрей с формированием дорожки, аналогичной случаю угла атаки 30° .

Следующая в систематизации группа вихревых дорожек соответствует углам атаки 45° , 135° и 150° . Во всем временном диапазоне от 40 до 100 ее отличает формирование изолированных вихрей при сходе их с поверхности профиля. Правда, позже эти вихри все же объединяются в дорожку, которая имеет полосчатый «протекторный» характер.

Последний тип вихревых дорожек соответствует углам атаки от 60° до 120° . Для них характерна довольно резкая генерация вихрей в ближнем следе, сопровождающаяся расширением вихревой дорожки. Топология дорожек однородна и имеет указанный выше полосчатый «протекторный» вид.

Осредненные по периоду колебаний поперечной силы (рис.5.31, 5.32) картины линий тока около профиля под различными углами атаки в двух масштабах показаны на рис.5.38 и 5.39. В определенной степени они подтверждают выводы, сделанные при анализе нестационарных вихревых структур.

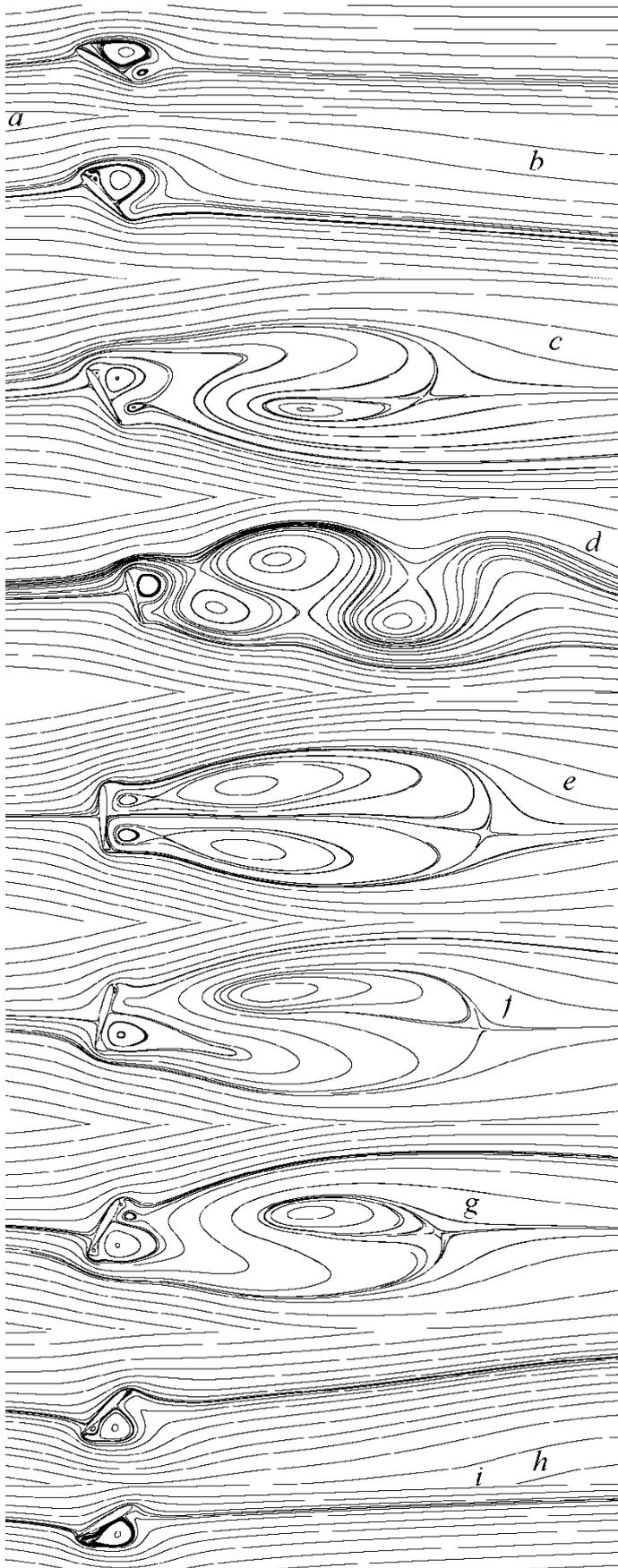


Рис.5.38.Осредненные картины обтекания профиля от 30° до 150° через 15° (a-i).

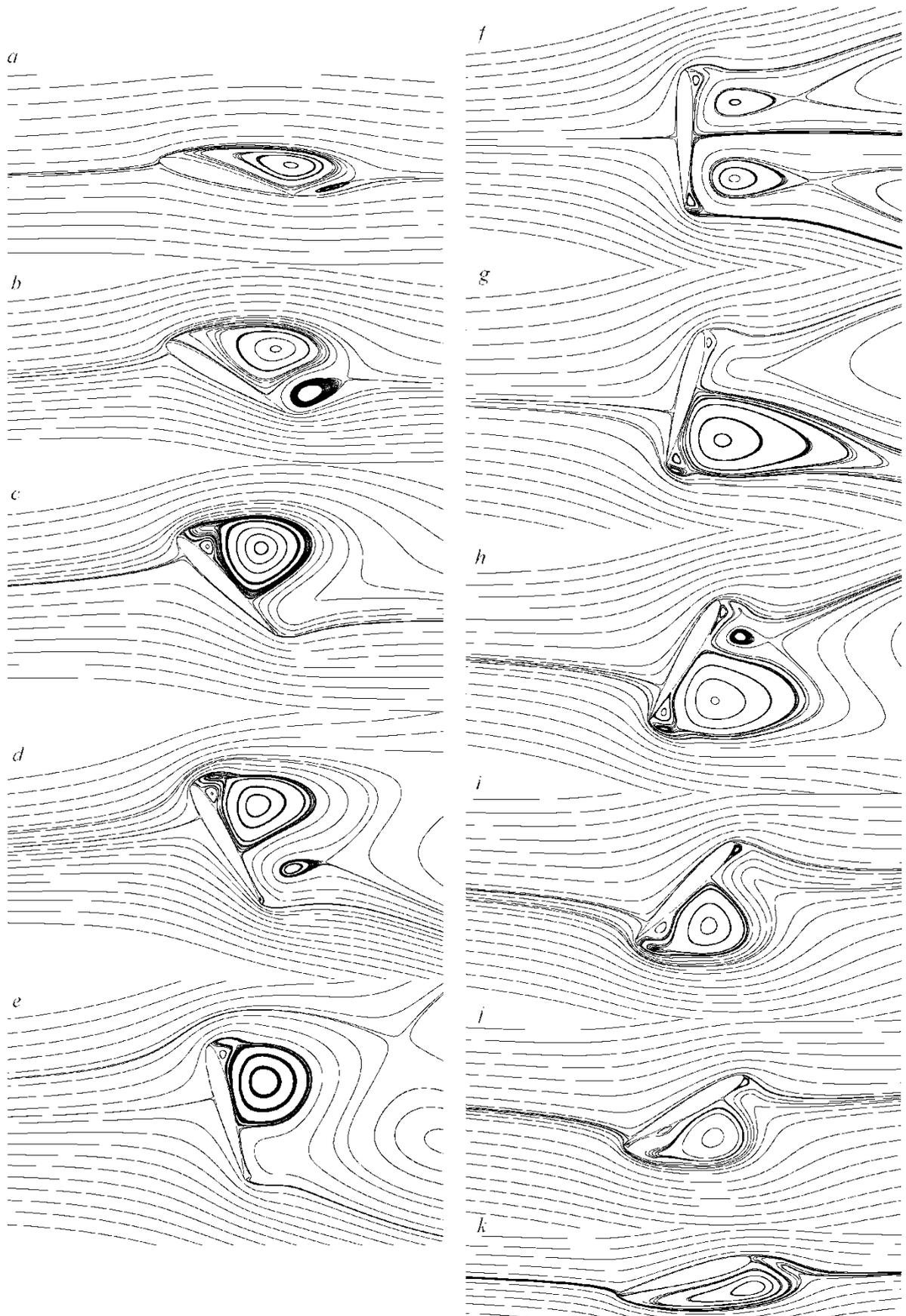


Рис.5.39. Осредненные по периоду колебаний Ru картины линий тока около профиля для углов атаки от 15° до 165° с шагом 15° (a-k).

Действительно, судя по рис.5.38, отрывные течения около профиля можно разбить на группы: первая – 30° , 45° , 135° и 150° и вторая – от 60° до 120° . Для первой группы характерна небольшая протяженность циркуляционной зоны в следе, причем образовавшиеся крупномасштабные вихри примыкают к профилю. А вот для второй группы за профилем формируются множественные протяженные зоны отрыва, причем они простираются довольно далеко вниз по потоку.

Более детально характер присоединенных к профилю крупномасштабных вихрей представлен на рис.5.39. По мере увеличения угла атаки вихрь с точкой отрыва в окрестности передней сглаженной кромки, первоначально занимающий всю верхнюю дужку профиля, начинает сокращаться, т.е. точка присоединения перемещается в сторону от задней острой кромки. При этом продольный (вдоль профиля) размер вихря оказывается не меньше половины хорды, за исключением угла атаки 90° , при котором фактически этого вихря нет, т.е. он является частью общей вихревой системы. В то же время поперечный размер вихря остается примерно одинаковым, несмотря на то, что вихрь при больших углах атаки оказывается погруженным в вихревой след.

При $\alpha=90^\circ$ структура вихревого следа в окрестности профиля симметрична относительно центральной линии, проходящей через начало координат в середине профиля. При развороте профиля острой кромкой навстречу набегающему потоку присоединенный вихрь с точкой отрыва на кромке сначала несколько увеличивается в размерах (продольный размер оказывается длиннее полухорды профиля, а поперечный превосходит хорду), затем, по мере увеличения угла атаки, уменьшается. При $\alpha=165^\circ$ структура присоединенного вихря примерно такая же, как и при $\alpha=15^\circ$. Наблюдается образование вторичных малогабаритных вихрей в окрестности кромок при больших углах атаки, а также отрывных пузырей при $\alpha=135^\circ$ и 150° (рис.5.39, *i, j*).

Следующая группа расчетных материалов носит, в основном, методический характер и связана с анализом поведения локальных характеристик обтекания профиля при угле атаки 90° , причем в расчетах используются различные модели турбулентности: стандартная MSST и с поправкой Смирнова-Ментера (MSST SM), а также модель Спаларта-Аллмареса SA.

Донное давление за профилем при угле атаки 90° на периоде колебаний поперечной силы изменяется в достаточно большом диапазоне от -3 до 0 (в безразмерном виде эта величина имеет смысл половины коэффициента донного давления). При осреднении процесса получается, что осредненное давление довольно сильно уменьшается в центральной части профиля, достигая уровня -1.5, в то время как вблизи кромок давление увеличивается до -1.1 в окрестности передней кромки и до -0.9 вблизи задней острой

кромки. Пульсации донного давления высоки, составляя минимум 0.9 в центральной части и имея два локальных максимума, равных 1.5 и 1.4 в верхней и нижней половине верхней дужки профиля. На нижней дужке, обращенной навстречу потоку, наибольшие пульсации давления реализуются в окрестности кромок и достигают 1-1.2.

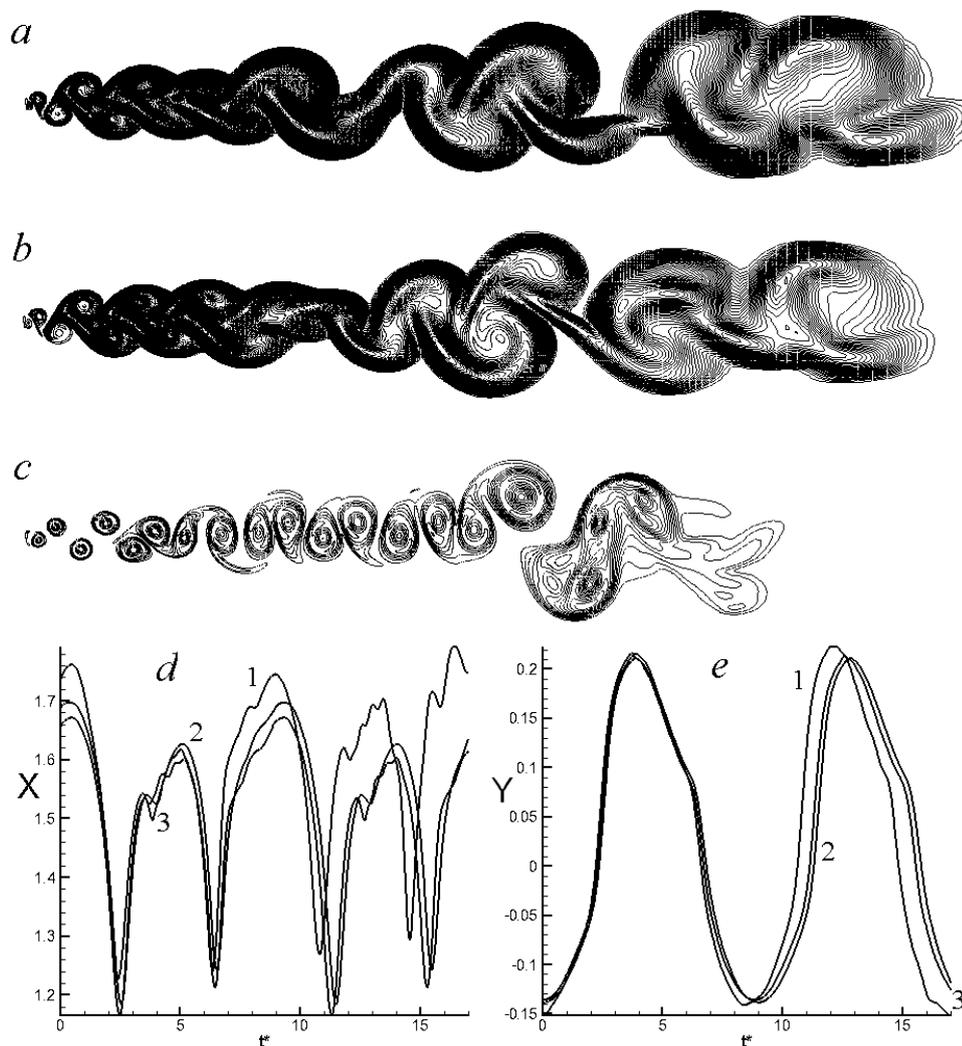


Рис.5.40. Сравнение вихревых структур, рассчитанных MSST (a), MSST SM (b) и SA (c), а также распределений продольных (d) и поперечных (e) нагрузок на профиль при $\alpha=90^\circ$, 1 – MSST, 2 – MSST SM, 3 – SA. Показаны два периода колебаний. $t=100$

Судя по рис.5.40, вихревой след распадается на характерные группы. Разгонный вихрь вместе с системой беспорядочных мелких комкообразных вихрей соединяется перемычкой со следующей группой, напоминающей по неупорядоченной структуре первую. Затем, через переходной слой следует упорядоченная группа вихрей протекторной формы, которые, по-видимому, и определяют автоколебательный режим интегральных характеристик профиля.

На рис.5.40,a-c помимо прогнозов по модели Менгера представляются картины вихревой вязкости, отображающие вихревые структуры в следе за профилем под углом

атаки 90° , полученные с помощью модели Спаларта-Аллмареса SA. Обращает на себя внимание гораздо меньший (в 4 раза), уровень максимальной вязкости, генерируемой моделью SA. Однако, как показано на рис.5.40,*d,e*, распределения интегральных силовых нагрузок на профиль отличаются незначительно. Упорядоченный характер вихревых структур на рис.5.40,*c* сохраняется.

Выводы по п.5.4.

1). Численно обоснован автоколебательный режим изменения во времени интегральных нагрузок на профиль в широком диапазоне углов атаки (от 15° до 165°) при моделировании в рамках решения осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса с помощью многоблочных вычислительных технологий и полуэмпирических моделей турбулентности на протяженных сетках с разрешением в расчетной области разгонного вихря. Определены периоды автоколебаний по протяженности периодического изменения поперечной силы, действующей на профиль.

2). Обоснована приемлемость двумерного подхода к моделированию вихревого следа за профилем на примере обтекания поперечной толстой (0.2 хорды) пластины. Рассогласование данных по сопротивлению профиля при $\alpha=90^\circ$ в [52] не является свидетельством неадекватности двумерного подхода URANS. Причина, скорее всего, заключается в различии двумерного и пространственного характера обтекания профиля, наблюдаемого, в том числе, в физических экспериментах [100,44,51].

3). В ходе численного исследования показано, что прогнозы осредненных интегральных и локальных нагрузок на профиль, полученные с использованием в походе URANS двухпараметрической стандартной модели переноса сдвиговых напряжений Ментера (2003), модифицированной версии этой модели с учетом влияния кривизны линий тока на характеристики турбулентности в рамках подхода Смирнова-Ментера, однопараметрической модели вихревой вязкости Спаларта-Аллмареса, а также при решении уравнений Навье-Стокса бессеточным методом вихревых доменов, хорошо согласуются между собой. При этом уровень максимальной вихревой вязкости в следе для модели Спаларта-Аллмареса в несколько (четыре) раз ниже, чем для модели Ментера, в том числе в модифицированном варианте. Следует подчеркнуть, что причины хорошего согласия прогнозов C_x для профиля при решении уравнений URANS сеточным методом и неосредненных уравнений Навье-Стокса бессеточным методом требуют дополнительного анализа.

4). Анализ эволюции вихревых структур в следе за профилем в моменты времени 40, 60 и 100, а также осредненных по периоду колебаний поперечной силы картин отрывного

обтекания профиля позволил выделить две структурные группы с образованием компактных (на углах атаки 30° , 45° , 135° , 150°) и протяженных (на углах атаки от 60° до 120°) циркуляционных зон. Отмеченные группы разделяются также по поведению турбулентных характеристик: для первой характерно смещение максимумов вихревой вязкости на значительное расстояние от профиля в область дальнего следа, а для второй локализация максимума энергии турбулентности и вихревой вязкости в ближнем следе. Также следует отметить, что второй группе соответствует ярко выраженный участок изменения пульсаций C_x .

5). Как и ожидалось, при безотрывном обтекании профиля при малых углах атаки (до 7°) прогнозы C_y хорошо согласуются с оценками [100,44]. На отрывных режимах обтекания с образованием отрывных пузырей и низко интенсивных циркуляционных зон при углах атаки до 20° и с 157.5° до 180° получено вполне удовлетворительное согласование осредненных по периоду автоколебаний расчетных результатов и оценочных данных [81] по C_x и несколько худшее по C_y , однако, при этом качественно и количественно воспроизводится “ложка” на кривой C_y . Не вполне понятны причины рассогласования данных, связанные, возможно, с неясностью оценивания экспериментальных нестационарных нагрузок.

6). При анализе осредненных нагрузок на профиль показано, что в диапазоне углов атаки от 40° до 135° пульсации продольной силы составляют примерно 30% от максимальной нагрузки на профиль, а максимальные пульсации поперечной силы (при 135°) одного порядка с наибольшей поперечной силой, действующей на профиль.

7). На основе анализа автоколебаний поперечной силы, действующей на профиль, показано, что определенное по проекции хорды на нормаль к вектору скорости набегающего потока приведенное число Струхала в диапазоне углов атаки от 40° до 150° меняется от 0.11 до 0.14.

5.5. Прямоугольные стойки на плоскости [23]

Акцент в проведенном методическом исследовании делается на численном моделировании нестационарных низкоскоростных отрывных течений около тандемных компоновок тел, имеющих отношение к снижению суммарного сопротивления. В монографиях [13,14] заложены основы теории управления обтеканием тел с помощью организации перед ними крупномасштабных вихревых структур. В них также развиваются математические модели, которые были реализованы в прообразах пакета VP2/3 (скорость-давление, 2D/3D) [42]. Однако в 80-90 гг в основном решались двумерные стационарные задачи, хотя следует отметить [24,16], в которых на основе решения уравнений Навье-

Стокса подвергнут анализу механизм головной стабилизации при обтекании на малых углах компоновки диск-цилиндр.

Концепция многоблочных сеток представляется наиболее рациональной для корректной интерпретации разномасштабных элементов течений, имеющих сложную структуру. Сочетание сеток позволяет также отобразить течения в многосвязных областях. Важно подчеркнуть, что в этом случае друг на друга накладываются сетки простой топологии, что существенно упрощает задачу построения расчетных сеток и позволяет избежать генерации сложной криволинейной сетки.

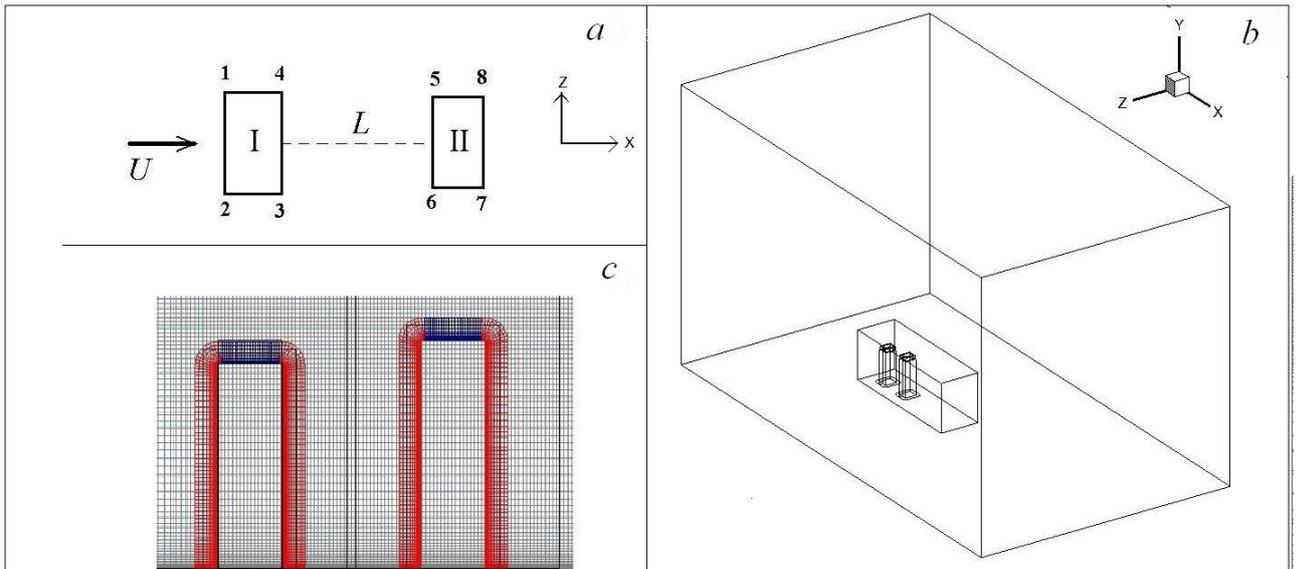


Рис.5.41. Схема расположения параллелепипедов (а), конфигурация расчетной области с разбиением на зоны (b) и фрагмент многоблочной расчетной сетки (с)

Характерными отличительными признаками пакета VP2/3 являются

- улавливание разномасштабных элементов структуры отрывного течения на совокупности структурированных сеток простой топологии соответствующего масштаба, накладываемых друг на друга с перекрытием;

- достижение значительной экономии сеточных ресурсов и повышение точности решения за счет размещения сеток только в желательных местах (определяемых интерактивно) с настройкой на рассчитываемую картину течения.

- оригинальный подход к трактовке циклических процессов на основе осреднения полей, рассчитанных на периоде колебаний поперечной интегральной нагрузки;

и главное - автоматизированная интерактивная процедура согласования простых по топологии накладываемых с пересечением структурированных сеток, в том числе подвижных, настроенных на отображение многосвязных областей и разномасштабных характерных особенностей течения. Данный подход эквивалентен использованию

адаптивных неструктурированных сеток, но отличается от него существенно меньшими вычислительными ресурсами, т.е. более экономичен. Он также обеспечивает надлежащую точность без измельчения сеток, т.к. автоматически разрешает масштабы уловленных гидродинамических особенностей.

Тестирование пакета для решения задач аэродинамики плохообтекаемых тел проведено при моделировании циклических процессов вихреобразования за установленными на плоской стенке кубом при взаимодействии с ним развивающегося турбулентного пограничного слоя (эксперимент Кастро), а также при полностью развитом турбулентном течении в узком канале (эксперимент Мартинуццы) [42].

Постановка задачи. Группа консолей моделируется парой прямоугольных параллелепипедов I и II, расположенных друг за другом на горизонтальном основании так, что их общая вертикальная плоскость симметрии параллельна направлению набегающего ветрового потока, а наветренные фасады «1-2» и «5-6» перпендикулярны вектору скорости потока (рис.5.41, а). Расстояние между консолями равно L , высота первого корпуса – H_I , второго – H_{II} .

Невозмущенный воздушный поток предполагается равномерным с постоянной скоростью U , за исключением пограничного слоя толщиной δ на подстилающей поверхности. В качестве характерного линейного размера принята ширина a наветренной грани «1-2» первого тела. Число Рейнольдса $Re=aU/\nu$; время t нормируется на $t_0= a/U$, продольная и поперечная силы ветрового воздействия отнесены к $\rho U^2 a^2$. Здесь ρ – плотность, ν – кинематический коэффициент вязкости воздуха.

Взаимодействие системы тел с ветровым потоком исследуется методами физического и вычислительного экспериментов. В данной работе результаты экспериментов и расчетов представлены для одного варианта соотношений линейных размеров конструкции (таблица 5.4 соответствует рис.5.41, все линейные величины отнесены к a). Число Рейнольдса и толщина турбулентного пограничного слоя в эксперименте – $Re=4.3 \cdot 10^5$ и $\delta=0.3$, в расчете – $Re=10^5$ и $\delta=1.0$.

Таблица 5.4

«1-2», «3-4»	«2-3», «1-4»	H_I	L	«5-6», «7-8»	«6-7», «5-8»	H_{II}
1	0.87	2.77	1.86	0.99	0.86	3.09

Ширина a наветренного фасада консоли I составляла 215 мм, степень загромождения поперечного сечения рабочей части аэродинамической трубы моделями не превышала 2%.

Скорость потока U варьировалась от 5 до 35 м/с, при $U > 25$ м/с наблюдалась автоколебательность по числу Рейнольдса, основная серия измерений выполнена при $U = 30$ м/с. Измерялись поверхностные распределения давления на всех фасадах первого и второго тел (рис.5.41, *a*), по ним находились средние и пульсационные значения коэффициента давления C_p , а также характерные частоты в спектрах колебаний этой величины (дренажные точки располагались равномерно на срединной вертикальной линии всех боковых граней тел I-II по 4 на каждой).

Вычислительные эксперименты выполнены с помощью компьютерной технологии VP2/3. Движение турбулентных воздушных потоков описывается в рамках модели URANS для вязкой несжимаемой жидкости. Многоблочная расчетная сетка состоит из четырех разномасштабных фрагментов (рис.5.41,*b*): двух прямоугольных и двух криволинейных, согласованных с контурами тел. Острые кромки тел скруглены с радиусом 0.05.

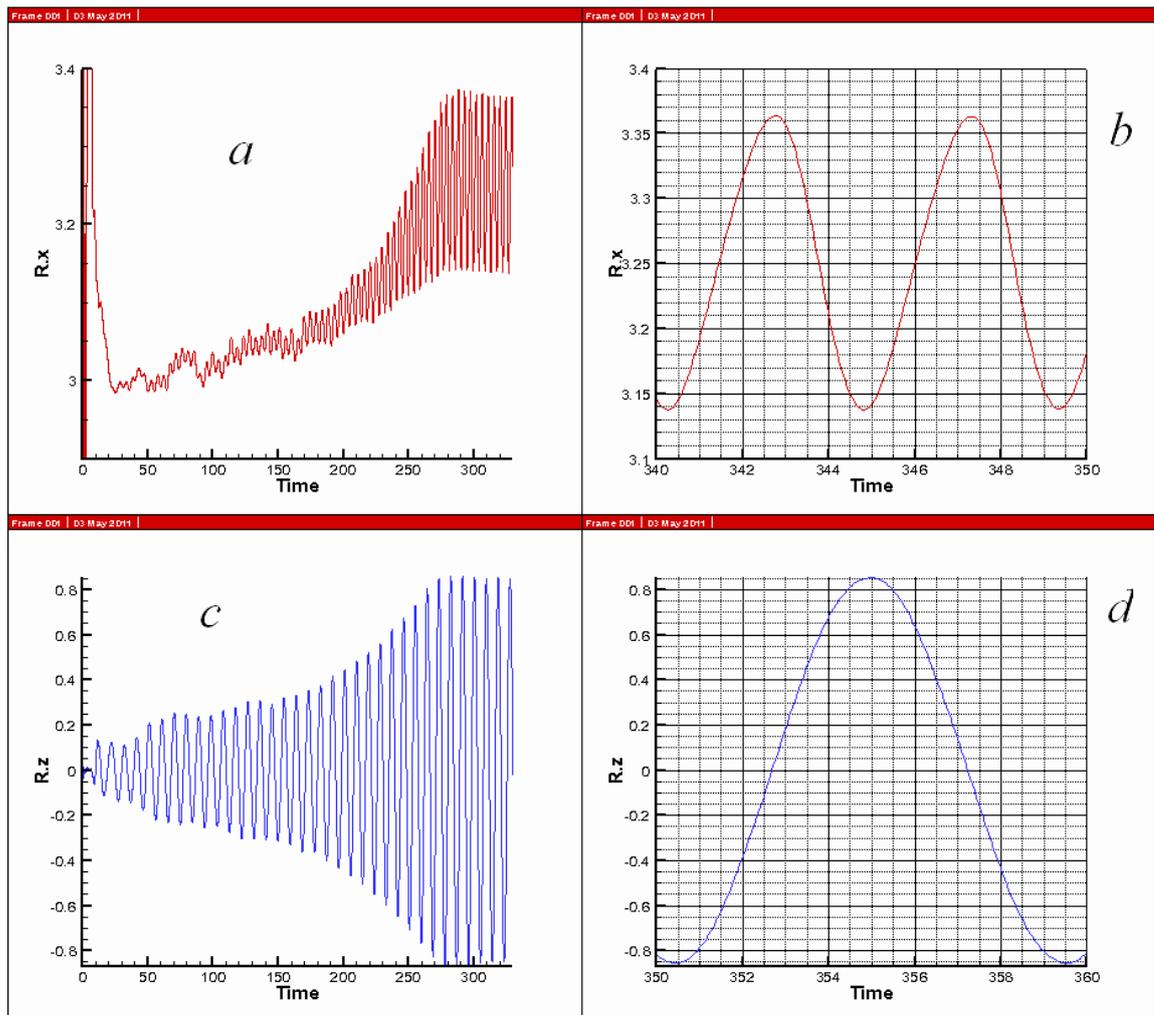


Рис.5.42. Эволюция процесса выхода на автоколебательный режим обтекания. Зависимость от времени продольной R_x (a,b) и поперечной R_z (c,d) нагрузки на параллелепипед с момента начала взаимодействия (a,c) и на автоколебательном участке (b,d)

Внешняя сетка со сгущением ячеек к плоской стенке разделяет на контрольные объемы внешнюю расчетную область, внутри которой располагаются тела. Внутренняя сетка с более мелкими ячейками располагается в подобласти, окружающей параллелепипеда, а также простирающейся в зону ближнего следа. Прилегающие к телам криволинейные сетки (рис.5.41, *с*) настроены на разрешение пограничных слоев вдоль поверхности омываемых тел. Всего в расчетной области содержится порядка полутора миллионов ячеек сетки.

Хорошее разрешение пристеночной области течения за счет введения отдельной мелкой сетки позволяет без существенных затруднений использовать низкорейнольдсовы модели турбулентности, в данном случае – модель переноса сдвиговых напряжений Менгера (MSST). Введение дополнительной сетки, связанной с той или иной гидродинамической (или физической) особенностью течения (поля характеристик), настройка ее на соответствующий масштаб осуществляются в ходе получения предварительного решения. Количество таких локальных дополнительных сеток в пакете VP2/3 может быть любым, с помощью средств объектно-ориентированного программирования осуществляется автоматическое установление связей между ними. Визуализация расчетных пространственных вихревых структур осуществляется изоповерхностями скалярной величины λ^2 , равной разнице квадратов модуля тензора скоростей деформаций и модуля завихренности.

Обсуждение результатов. Прежде чем, анализировать обтекание ансамбля, составленного из заданных моделей, рассматривалось взаимодействие пристеночного потока с уединенной консолью – вторым параллелепипедом (со снятым первым).

На рис.5.42 показаны графики зависимости от времени продольной и поперечной нагрузки на сооружение с выходом на автоколебательный режим обтекания. Обращает на себя внимание постепенное нарастание нагрузки на сооружение по мере формирования циклической вихревой картины обтекания, причем длительность переходного процесса весьма значительная и составляет порядка 300 единиц.

Частота колебаний и соответствующее число Струхала составляет 0.11 (период колебаний – 9.1). Интересно отметить, что, как и в случае обтекания кубика в канале [42], одному периоду колебаний поперечной нагрузки на параллелепипед соответствует два периода продольной нагрузки, причем $Rz_{\text{среднее}}$ получается примерно 3.25, в то время как максимальная амплитуда колебаний поперечной силы составляет 0.85.

На рис.5.44 представлены вихревые картины течения около сооружения, соответствующие минимальному, нулевому и максимальному уровням поперечной нагрузки (рис.5.43). Подковообразный вихрь, всегда образующийся перед препятствиями

[42], практически остается стационарным. А вот ближний и дальний след заполняются дискретными вихревыми структурами – фрагментами рвущейся вихревой пелены, которые в определенной степени соответствуют когерентным. Интересна форма этих протяженных, ориентированных под небольшим углом к невозмущенному потоку вихревых подобластей, напоминающих «колбаски». Дальний след оказывается заполненным такими скрещивающимися крупномасштабными вихревыми элементами (*a-d*), постепенно сносимыми потоком.

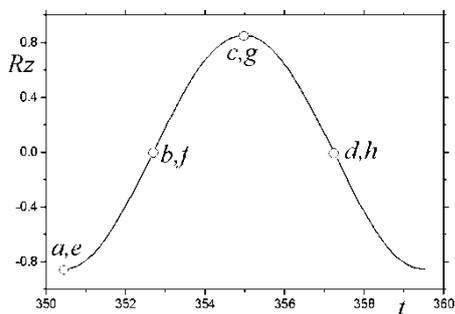


Рис.5.43. $Rz(t)$ на периоде колебаний

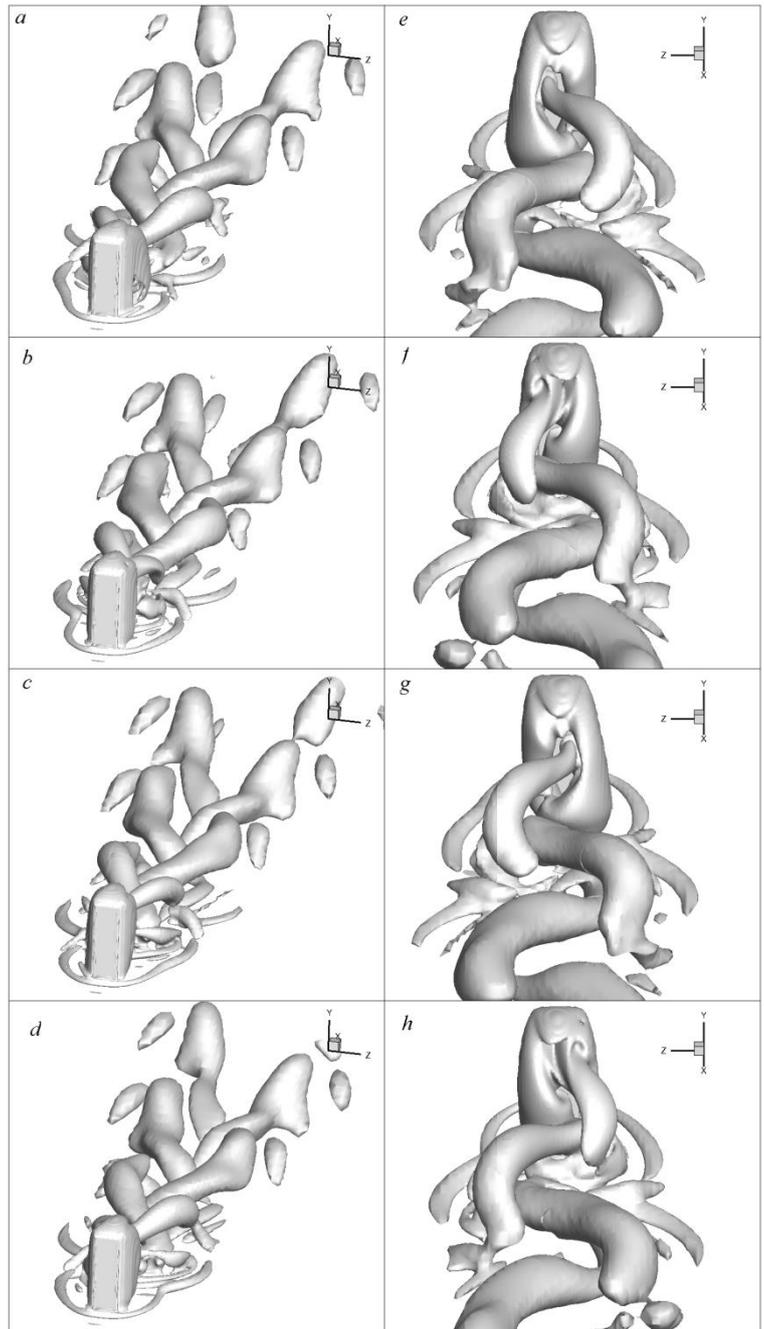


Рис.5.44. Визуализация вихревых структур при обтекании сооружения в моменты, отмеченные на Рис.5.43. *a,b,c,d* – вид спереди, *e,f,g,h* – вид сзади

Картины ближнего следа детализируют формирование указанных вихревых образований (e-h). Происходит как бы нарезка вихревых «колбасок» на периоде колебаний Rz, причем можно выделить фазу смещение вихревого фрагмента вниз по тыльной части параллелепипеда, соответствующую изменению Rz от минимального значения до максимального. А далее, фрагмент отделяется от тела и сносится в ближний след. Естественно, что реализуется механизм попеременного схода вихревых фрагментов.

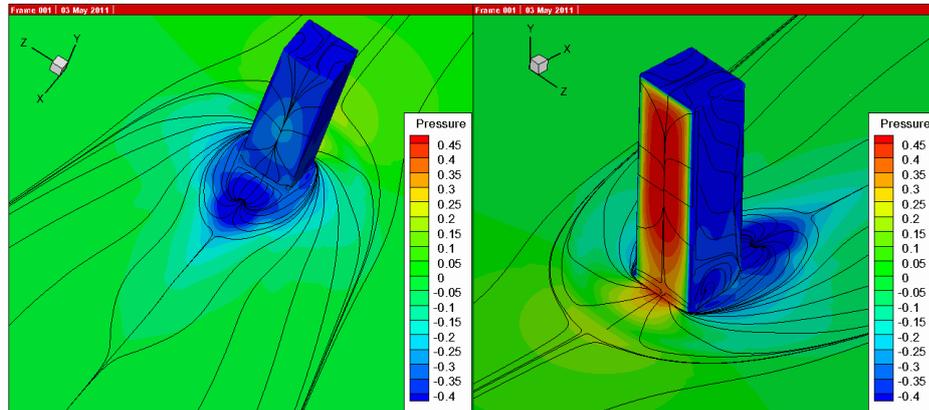


Рис.5.45. Осредненные по периоду колебаний Rz картины растекания воздуха по поверхностям сооружения и плоской стенке в следе и спереди тела

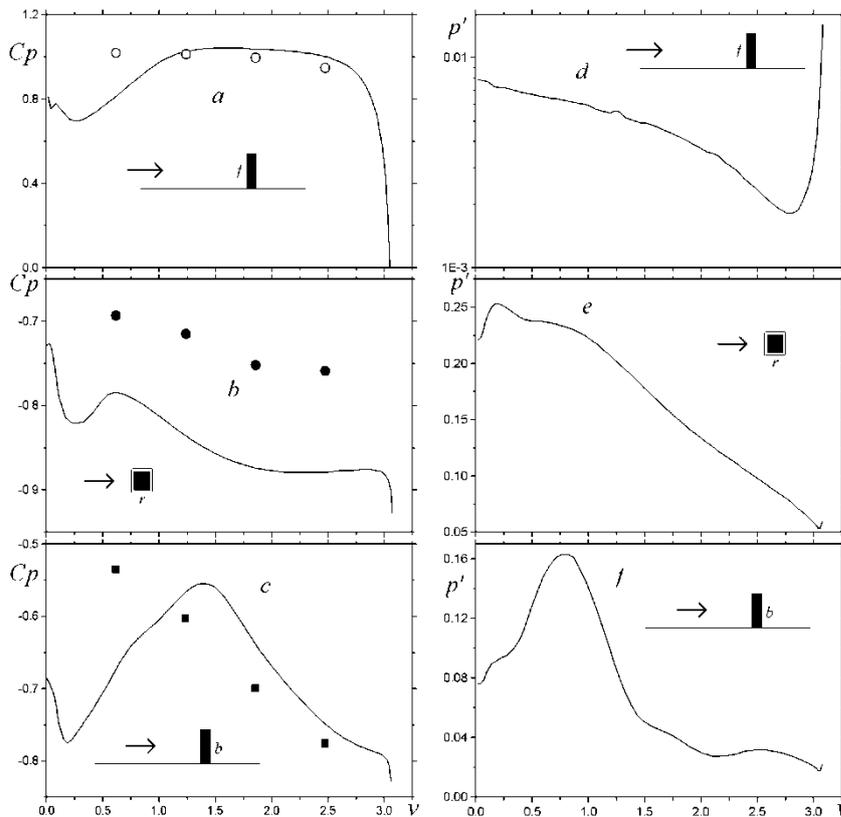


Рис.5.46. Распределения коэффициента давления (a-c) и пульсаций давления (d-f) в срединных сечениях параллелепипеда: спереди (a,d), сбоку (b,e) и сзади (c,f). Линии – расчетные, точки – экспериментальные данные

Обращает на себя внимание симметричные картины растекания воздуха по омываемым поверхностям (Рис.5.45). Отрывное течение с образованием подковообразного вихря реализуется перед телом и ограничено высотой пограничного слоя (1). Длина ближнего следа невелика и составляет величину порядка характерного размера. Отрыв потока

возникает как на боковых стенках, так и на верхней грани параллелепипеда. Везде в отрывных зонах наблюдается пониженное давление.

Наибольшие нагрузки возникают на лобовой поверхности сооружения (рис.5.46, *a*), где образуется довольно протяженное плато C_p порядка 1. На тыльной и на боковых гранях параллелепипеда давление возрастает (*b,c*) по мере приближения к стенке. Важно отметить вполне удовлетворительное согласие рассчитанных и измеренных коэффициентов давления, что указывает на адекватность расчетной модели и на приемлемость выбранной модели переноса сдвиговых напряжений.

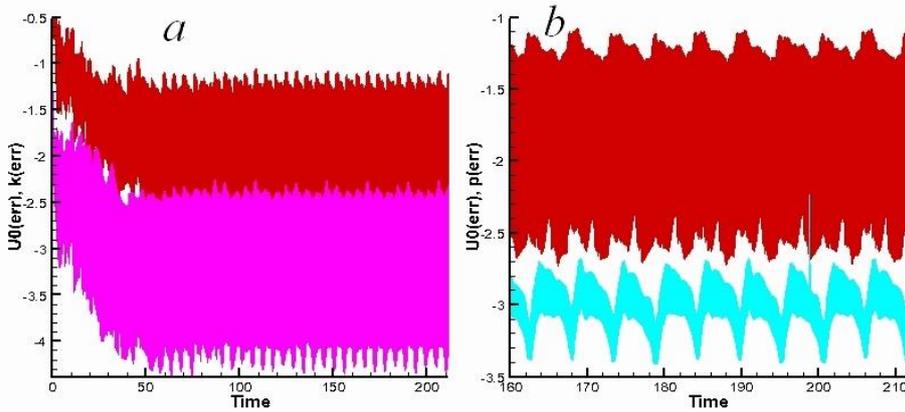


Рис.5.47. Поведение погрешностей во времени: на всем протяжении процесса (*a* - Err_u, Err_k) и на участке автоколебательного режима (*b* - Err_u, Err_p).

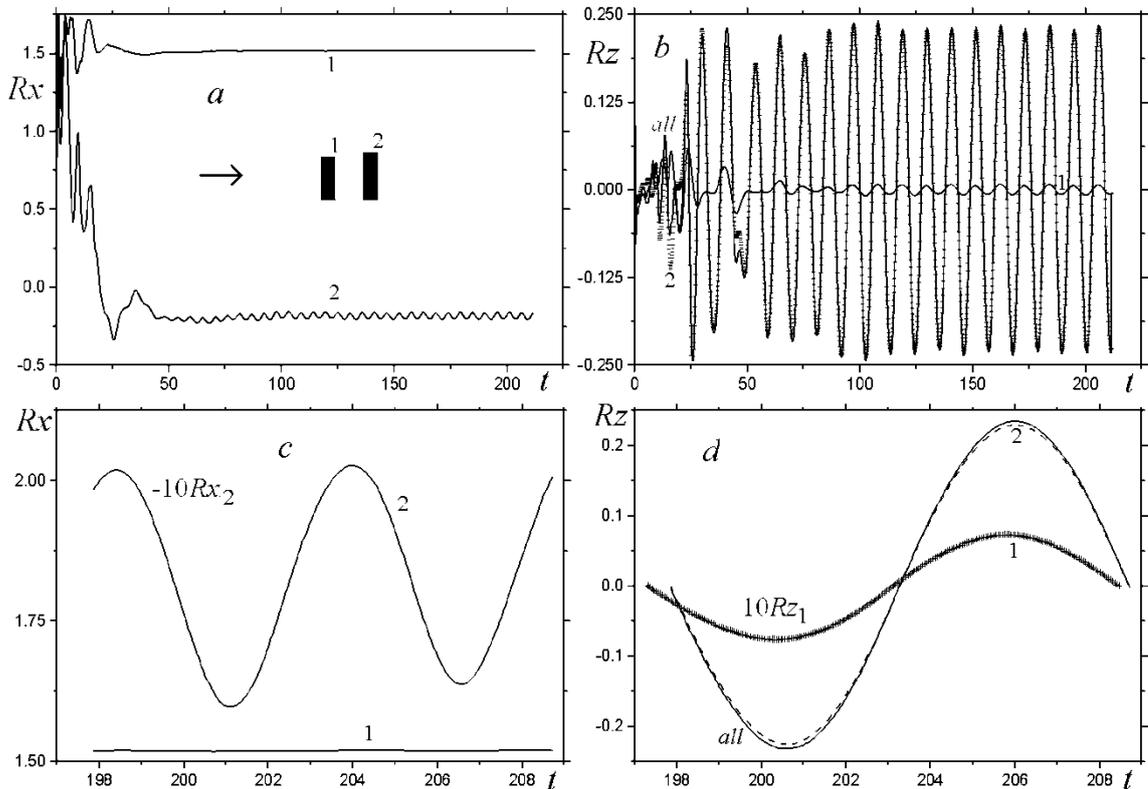


Рис.5.48. Зависимости от времени Rx (*a,c*) и Rz (*b,d*). 1, 2 – данные для переднего и заднего тела соответственно, all – суммарная интегральная нагрузка. *c,d* – данные на периоде колебаний Rz на режиме автоколебаний

Наибольшие пульсации давления (доходящие до 25% удвоенного скоростного напора) наблюдаются на боковых стенках (*e*), хотя и в тыльной части они также значительны (*f*). А вот на лобовой поверхности пульсации давления заметно ниже (*d*).

Обтекание ансамбля – тандем параллелепипедов. Расчет нестационарного течения тандема тел заданной компоновки, как и в случае уединенного параллелепипеда, демонстрирует выход обтекания тел на автоколебательный режим (рис.5.47 и 5.48).

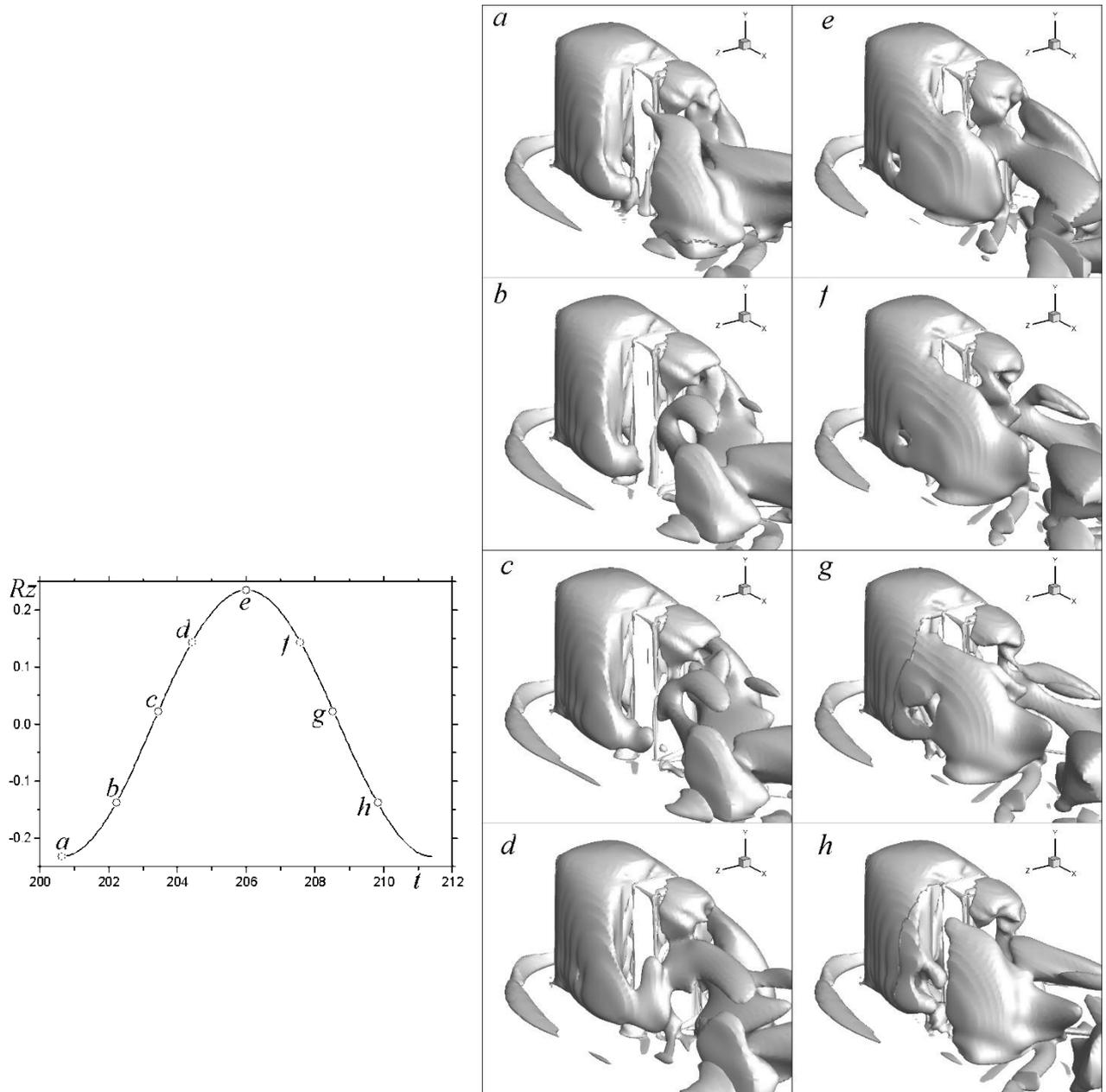


Рис.5.49. $Rz(t)$ тандема на периоде колебаний

Рис.5.50. Визуализация вихревых структур при обтекании сооружения в моменты, отмеченные на Рис.5.49. a-h.

Обращает на себя внимание цикличное поведение погрешности во времени, с локальными максимумами и минимумами наибольших величин погрешностей на каждом временном шаге (рис.5.47,а). На режиме автоколебаний поведение погрешностей всех

параметров потока и характеристик турбулентности носит периодический характер (рис.5.47,b).

Продольные и поперечные нагрузки на сооружения в тандеме также демонстрируют выход на автоколебания, причем продолжительность переходного процесса оказывается почти вдвое меньше, чем для отдельно взятого второго тела.

Тандемное расположение тела давно является предметом исследования аэродинамиков [13]. При так называемой тесной компоновке в зазоре между телами формируется высокоинтенсивный уловленный вихрь и общее сопротивление тандема оказывается ниже сопротивления отдельно взятых тел. Так, для осесимметричной компоновки диск-цилиндр оказалось возможным уменьшить профильное сопротивление в 50 раз по сравнению с цилиндром с плоским торцом, что составило величину 0.02.

Характерной особенностью рассматриваемого трехмерного течения является формирование глобальной отрывной области между зданиями, причем наблюдается корреляция эволюции вихревых структур (рис.5.50) и колебаний поперечной силы R_z (рис.5.49): глобальная фрагментация вихревой пелены с отрывом крупномасштабных вихрей происходит в моменты, когда поперечная сила обращается в ноль.

Изолинии величины $\lambda^2 = -0.1$ построены на рис. 5.50 в последовательные моменты времени $t=200.6$ (a), 202.2 (b), 203.2 (c), 204.4 (d), 206 (e), 207.6 (f), 208.6 (g), 209.8 (h). Число Струхала $Sh = a \Omega / U$ определяется по данным на рис.5.49, оно приблизительно равно 0.1 (Ω – частота колебаний поперечной нагрузки R_z).

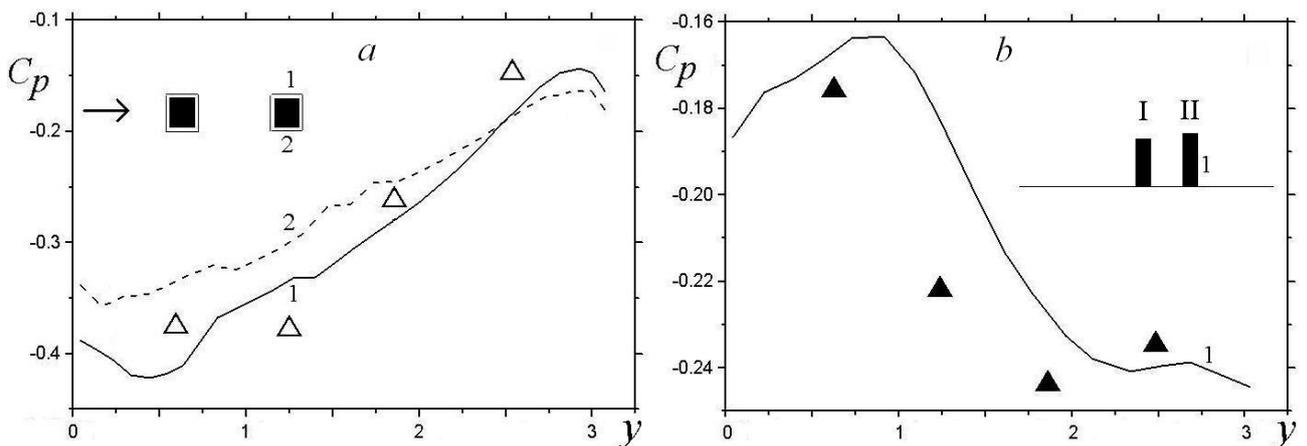


Рис.5.51. Сравнение расчетных (линии) и экспериментальных (точки) распределений C_p в срединных сечениях боковых стенок (a) и тыльной грани второго тела (b)

Судя по рис.5.48, общее сопротивление тандема строений составляет величину порядка 1.2, что примерно вдвое меньше, чем сопротивление отдельно взятого второго параллелепипеда. К тому же максимальная амплитуда поперечной силы, действующей на

тандем ($Rzm=0.23$), почти в четыре раза ниже, чем при обтекании изолированного второго тела.

На рис.5.51 сравниваются расчетные кривые и экспериментальные точки по распределению стационарной составляющей коэффициента давления $C_p(y)$ на боковых (а) и задней (б) гранях корпуса II. Поскольку осреднение расчетных данных проводилось лишь на одном периоде колебаний боковой силы, наблюдаются некоторые различия C_p на гранях «5-8» и «6-7».

В целом можно отметить количественное и качественное согласие численных прогнозов и данных измерений, что свидетельствует о приемлемости подхода URANS с модифицированной MSST в рамках подхода РЛИ и применимости пакета VP2/3.

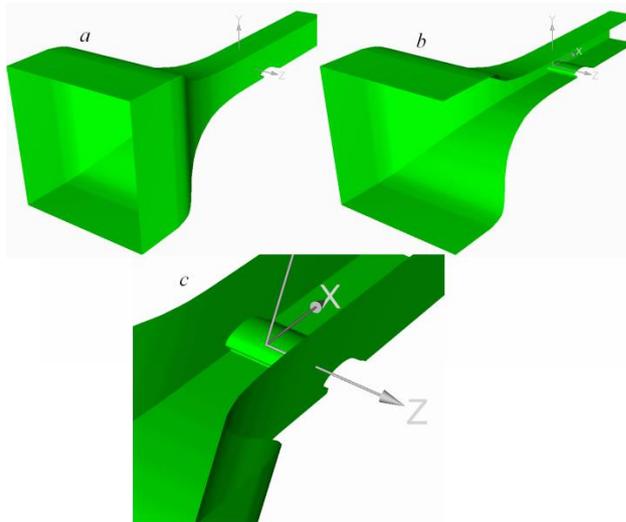


Рис.5.52. Конфигурация трехмерного канала с установленным в рабочей части крылом

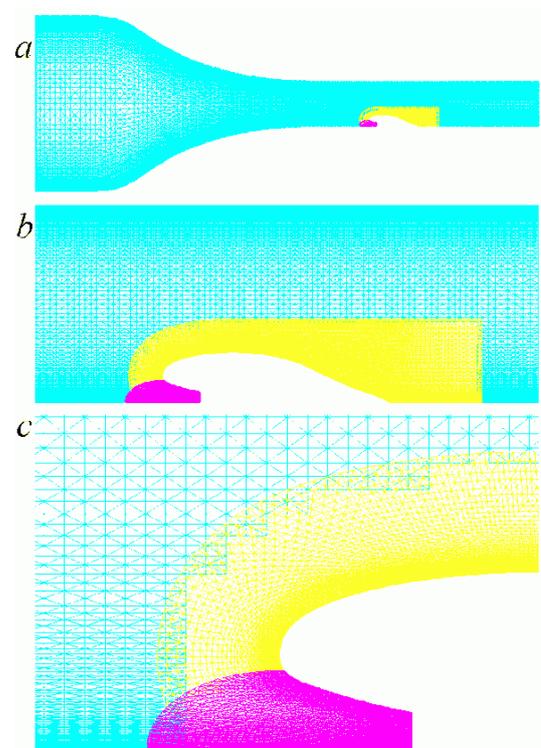


Рис.5.53. Многоблочная расчетная сетка в канале с установленным на стенке рабочей части профилем. *a* - вся расчетная область; *b* - фрагмент сетки около профиля в рабочей части; *c* - фрагмент сетки в окрестности носика профиля

5.6. Профиль MQ на стенке рабочей части трубы в CIRA. Сравнение двумерных и пространственных течений около профиля в канале

Экспериментальное исследование обтекания крыла с вихревой ячейкой, установленного на стенке в рабочей части трубы СТ-1 в CIRA (рис.3.12-3.13), позволило получить данные для сравнительного анализа с численными прогнозами. Методология

расчетов несжимаемых отрывных течений на многоблочных сетках подробно описана в [78,20].

Особенность данной задачи состоит в том, что нельзя ограничиться рассмотрением движения воздушного потока только в рабочей части трубы. Также необходимо рассчитывать течение в подводящем и отводящем трактах. К тому же легко видеть, что двумерная постановка задачи при анализе движения в срединной плоскости не вполне корректна, т.к. в подводящем потоке поперечное сечение подводящего канала существенно изменяется по двум координатам. Методическими расчетами показано, что наличие входного единичного участка в подводящем канале улучшает равномерность профиля скорости. В расчетах двумерного обтекания установленного в рабочей части профиля такой входной участок присутствует. Он же включен при решении трехмерной задачи (рис.5.52). Двумерная нестационарная задача решается на многоблочной сетке (рис.5.53). Канальная сетка содержит 100×81 ячейку с пристеночным шагом 10^{-3} . Продольный шаг в окрестности профиля – 0.05. Криволинейная сетка С – типа, построенная над профилем, содержит 163×34 ячейки. Фрагмент криволинейной сетки перед профилем имеет 38×37 ячеек. На профиле расчетный шаг принимается равным 0.01. Характерный размер – хорда профиля. Число Рейнольдса выбрано равным 1.3×10^6 . Степень турбулентности набегающего потока принята равной 1%, а в качестве масштаба турбулентности – хорда профиля. Шаг по времени – 0.05. Трехмерная сетка для решения задачи строится на основе двумерного аналога. Канальная сетка содержит $100 \times 81 \times 81$ ячеек. Криволинейная сетка над профилем включает в себя $163 \times 34 \times 81$ ячеек. И фрагментарная сетка перед профилем имеет $38 \times 37 \times 81$ ячейки. Одной из целей проведенных расчетов нестационарных пространственных течений является оценка влияния числа Рейнольдса, изменяющегося в диапазоне от 10^4 до 10^6 .

На рис.5.54 сравниваются траектории временных погрешностей продольной скорости и давления при решении нестационарных двумерной и пространственных задач. Показано, что в плоском случае течение около профиля практически устанавливается, в то время как в пространственном случае при всех числах Рейнольдса формируется периодический процесс обтекания профиля.

Осредненные по периоду колебаний поперечной нагрузки на профиль рассчитанные распределения коэффициента давления сравниваются с плоским случаем практически стационарного течения и с данными измерений CIRA при $Re=1.3 \times 10^6$ (рис.5.55).

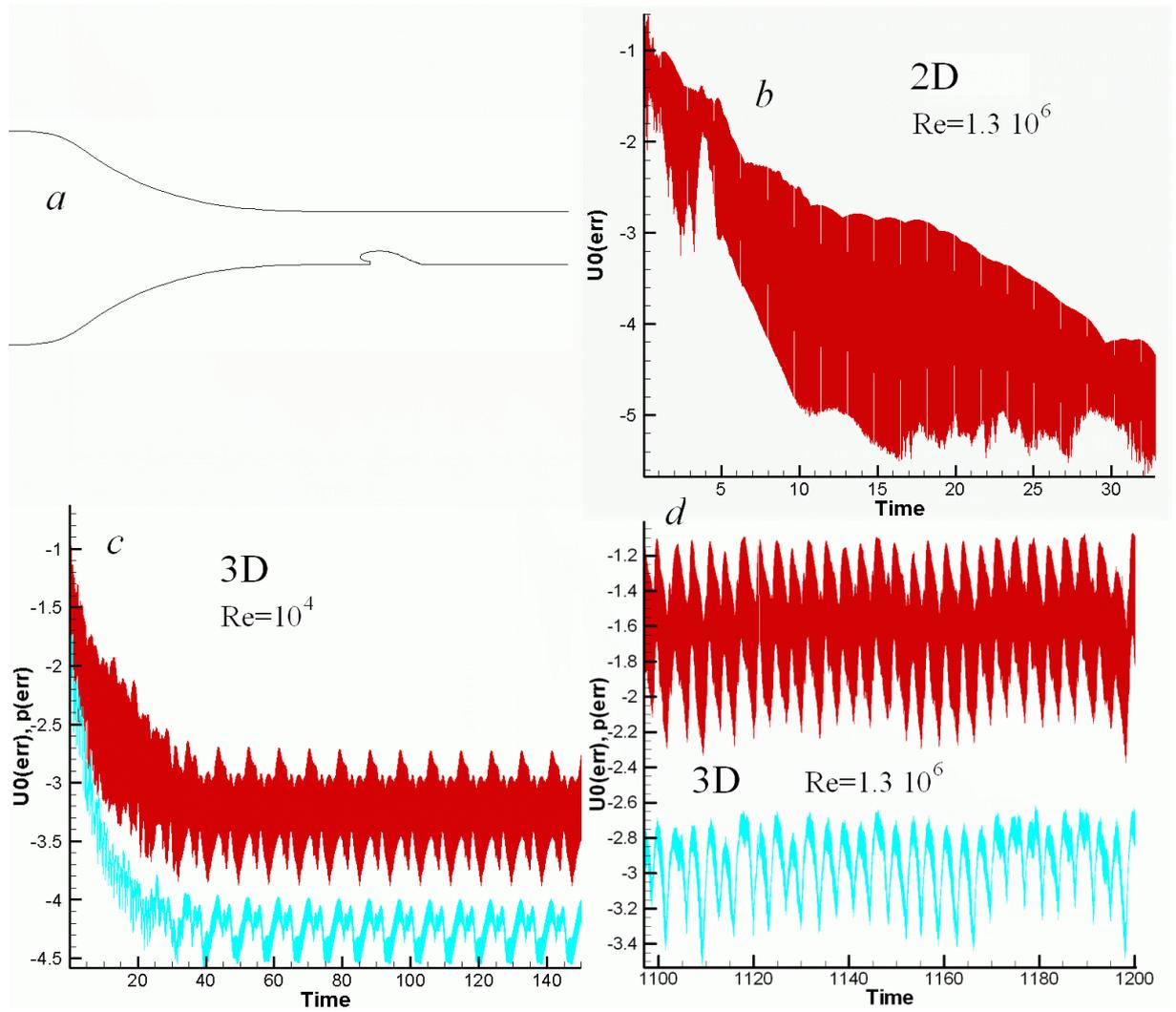


Рис.5.54. Контур канала с профилем (*a*), траектории сходимости решения двумерной задачи (*b*), формирование автоколебательного режима обтекания профиля в канале при $Re=10^4$ (*c*) и $1.3 \cdot 10^6$ (*d*)

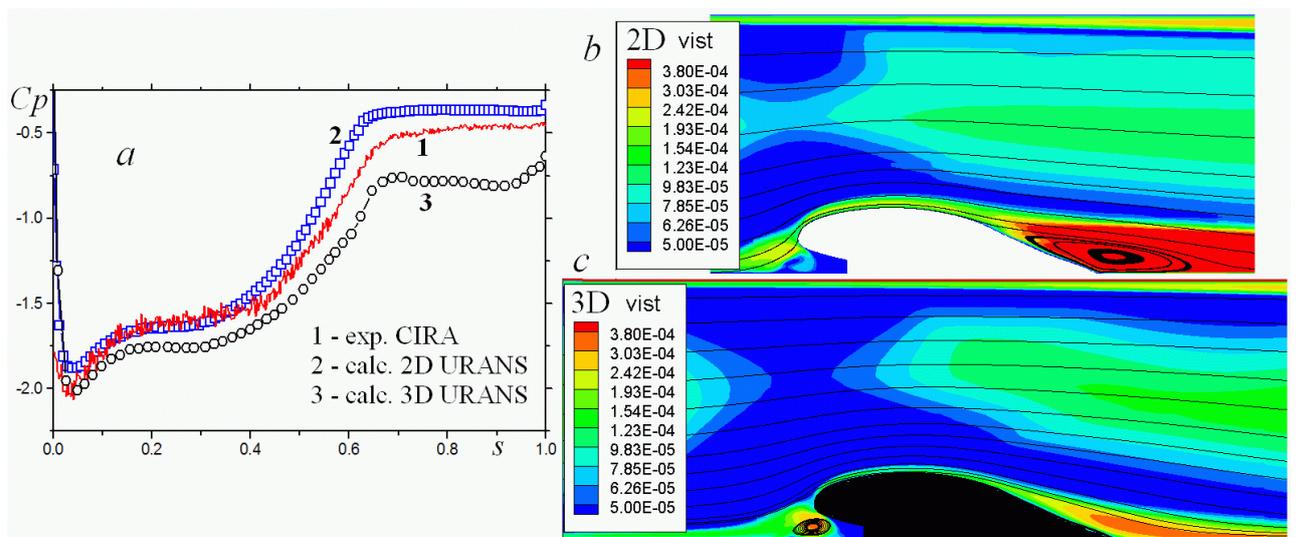


Рис.5.55. Сравнение расчетных и экспериментальных осредненных распределений C_p по контуру (*a*), картин вихревой вязкости в случаях 2D (*b*) и 3D (*c*) при $Re=1.3 \cdot 10^6$

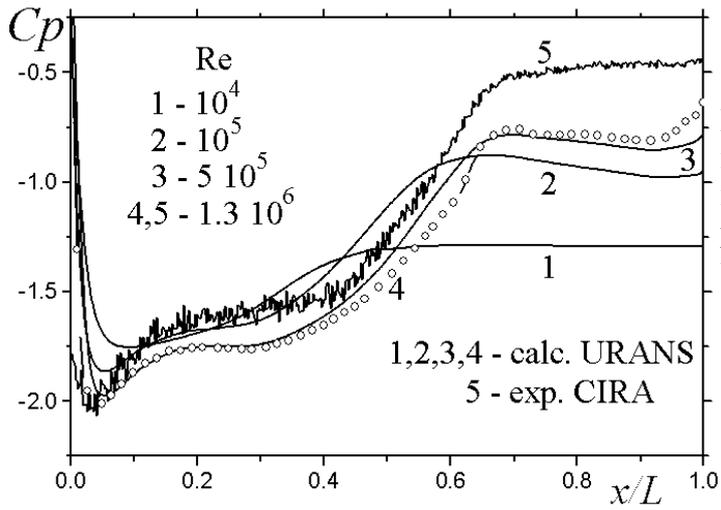


Рис.5.56. Сравнение осредненных по периоду колебаний поперечной нагрузки на профиль рассчитанных распределений C_p при различных числах Re и измеренных в CIRA

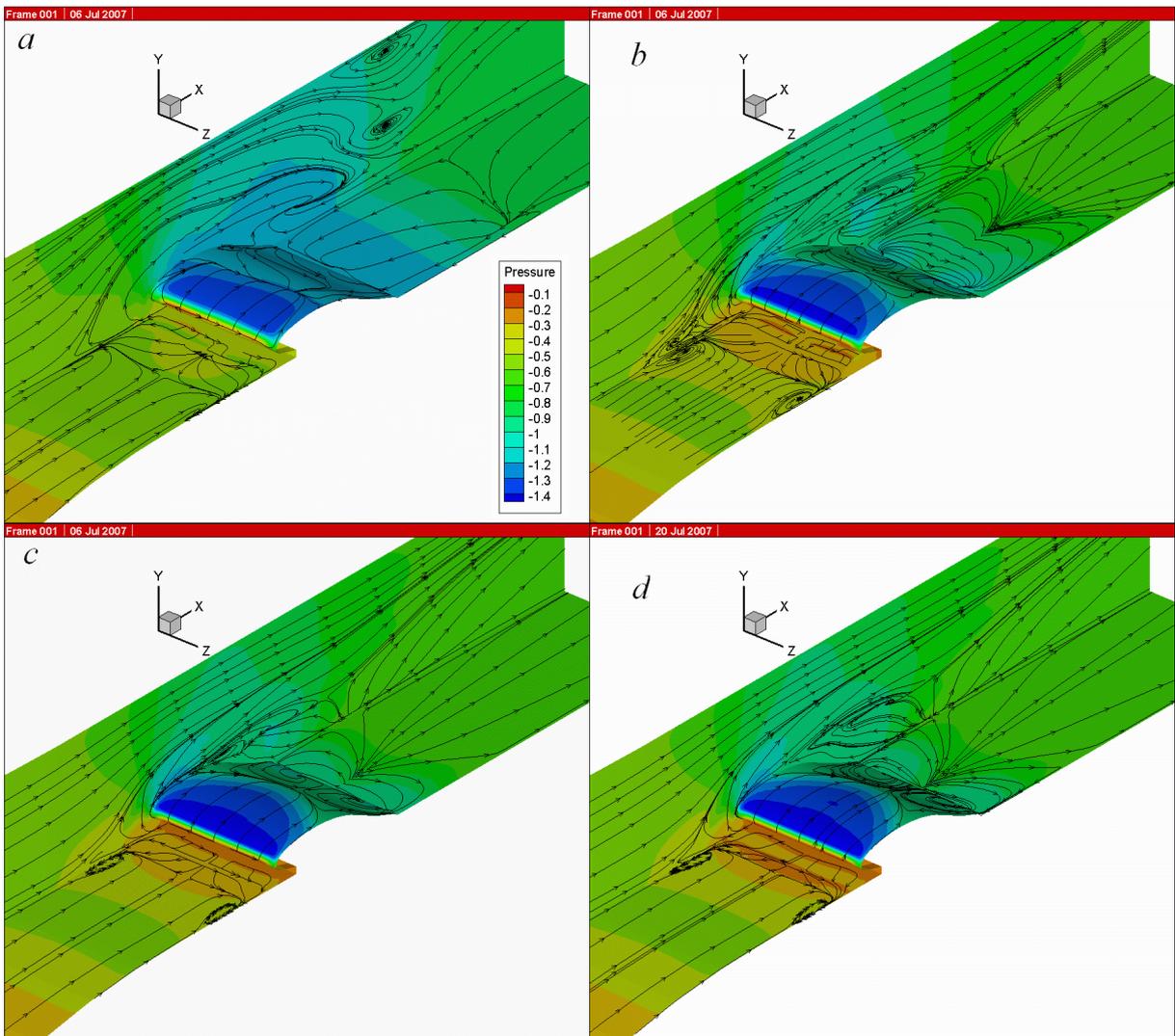


Рис.5.57. Сравнение полей осредненного давления с нанесенными картинками обтекания профиля в канале при $Re=10^4$ (a), 10^5 (b), $5 \cdot 10^5$ (c), $1.3 \cdot 10^6$ (d)

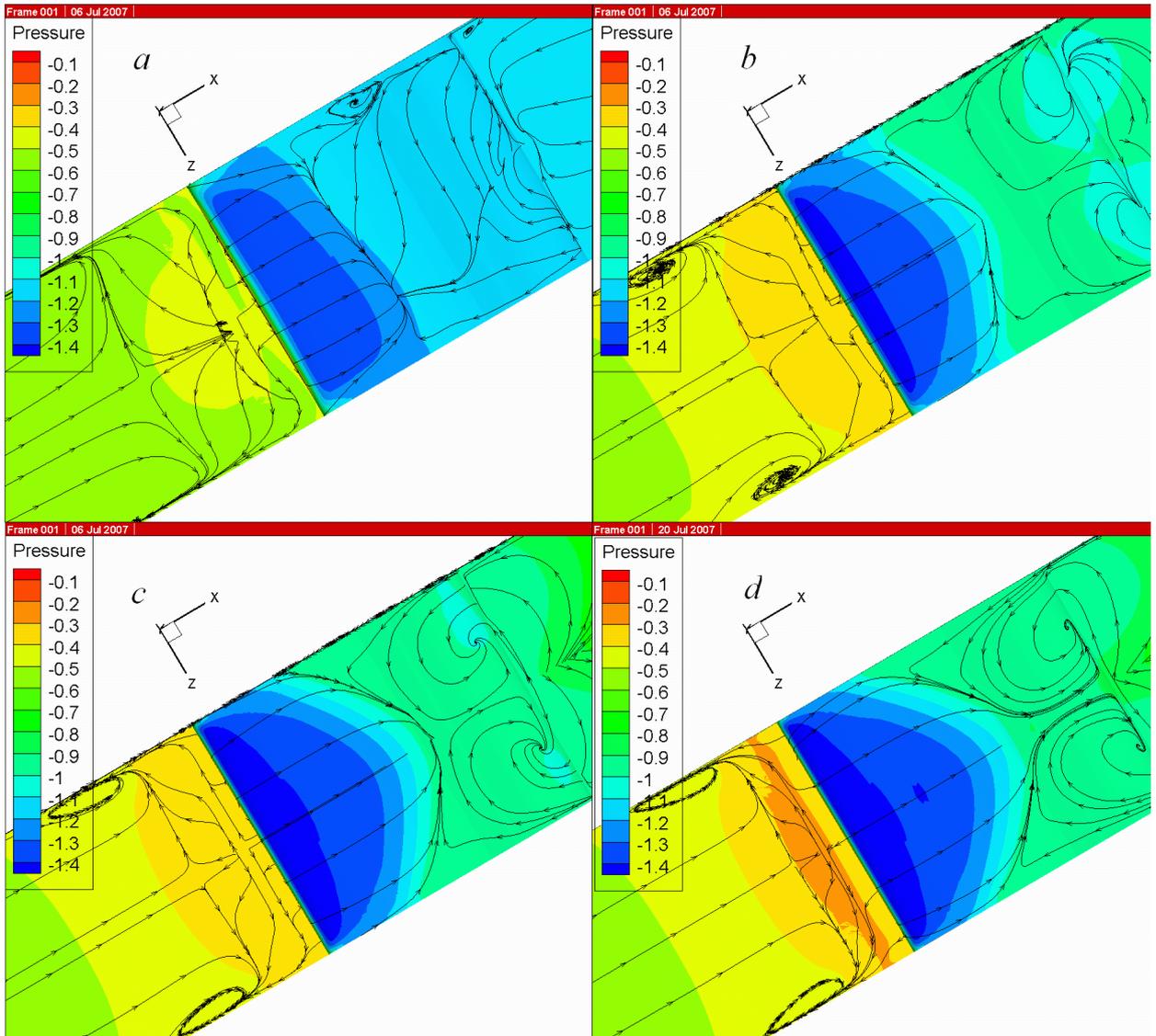


Рис.5.58. Сравнение картин растекания жидкости по профилю и полей осредненного давления при $Re=10^4$ (a), 10^5 (b), 5×10^5 (c), 1.3×10^6 (d)

Обнаруживается некоторое рассогласование численных прогнозов, полученных по двумерной и трехмерной моделям, с экспериментальными данными. Различие результатов по моделям различной размерности объясняется сравнением картин обтекания профиля и полей вихревой вязкости на рис.5.55.

Если в двумерном варианте наблюдается образование отрывной зоны за профилем, то в случае пространственного обтекания в срединном сечении профиля отрыва потока не происходит.

Сравнительный анализ циклических нагрузок на профиль при $Re=10^4$ и 1.3×10^6 позволяет установить не только влияние Re на продольную и подъемную силу. С ростом Re продольная сила существенно падает (более чем в полтора раза), а подъемная сила изменяется слабо (с 0.969 уменьшается до 0.935). А вот поперечная сила, действующая на

профиль, качественно меняется с возрастанием Re . При $Re=10^4$ наблюдается небольшая, но отчетливая циклическая нагрузка (ее средняя величина равна примерно 0.00065). При $Re=1.3 \times 10^6$ циклическая поперечная нагрузка также присутствует (максимум ее не превышает 4×10^{-5}), однако в среднем ее значение нулевое, т.е. обтекание профиля близко к симметричному.

На Рис.5.56 сопоставляются численные прогнозы осредненных распределений коэффициента давления при различных числах Рейнольдса и экспериментальные данные замеров при $Re=1.3 \times 10^6$. Реализуется тенденция постепенного по мере возрастания Re приближения численных результатов к экспериментальным данным. В то же время, нельзя не отметить, имеющегося рассогласования данных, в особенности в донной части профиля.

Картина обтекания профиля при $Re=10^4$ на Рис.5.57 объясняет появление ненулевой поперечной силы. Асимметрия течения связана с формированием развитой вихревой структуры в угловых зонах стыковки боковых стенок канала и профиля и с перетеканием потока за профилем от одной стенки канала к другой. С увеличением числа Re асимметрия пропадает, и вихревая структура обтекания профиля стабилизируется с почти неизменным расположением особых точек в картине растекания.

Детальное сравнение картин растекания на профиле, представленное на Рис.5.58, показывает, что при высоких Re заметно некоторое сокращение размеров отрывной зоны перед профилем, а в остальных областях течение носит сформировавшийся характер.

Выводы по п.5.6.

1). Обнаружено существенное рассогласование результатов прогнозов по двумерной и пространственной моделям обтекания профиля на стенке канала, связанное с коренным различием в вихревой структуре. Так, в двумерном случае за профилем формируется отрывная зона, а в пространственном случае в срединном сечении она отсутствует.

2). При умеренном числе Рейнольдса $Re=10^4$ имеет место асимметрия пространственного обтекания профиля в рабочей части трубы, которая приводит к появлению ненулевой поперечной циклической силы.

3). Сравнительный анализ расчетных и экспериментальных результатов при высоких Re показывает их удовлетворительное согласование.

5.7. Профиль NASA0012 при $M=0.7$ и угле атаки 4 градуса. Настройка и тестирование вычислительного комплекса, валидация и верификация численных прогнозов.

Определение размеров расчетной области для решения задач внешней аэродинамики, как отмечалось в предыдущем разделе, связано с выполнением условия отсутствия

влияния граничных условий, заданных на внешних (проточных) границах, на локальные и интегральные аэродинамические характеристики обтекаемого профиля. Выбранные размеры области обосновываются численными экспериментами в исследованиях, представленных в [78,9,35,126,20,10,60,38,41,3]. Для рассматриваемого типа течения сжимаемого газа верификация многоблочных вычислительных технологий, базирующихся на использовании разномасштабных с пересечением структурированных сеток, и модифицированной с учетом кривизны линий тока модели переноса сдвиговых напряжений в рамках подхода RLI проводится на тестовом примере трансзвукового обтекания профиля NASA0012 при угле атаки 4° , числах Рейнольдса и Маха, равных $Re=4 \times 10^6$ и $M=0.7$ соответственно. Для рассматриваемого случая имеются подробные данные экспериментов по локальным и интегральным силовым нагрузкам на профиль, измеренным в аэродинамических трубах [114,94].

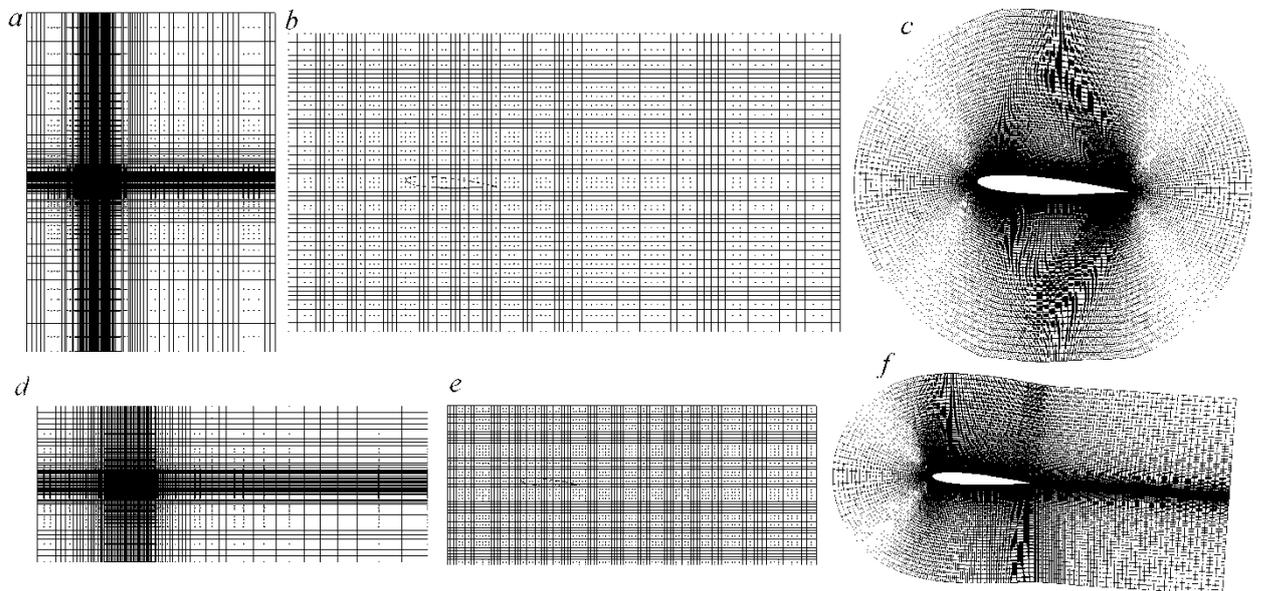


Рис.5.59. Многоблочные структурированные сетки для решения тестовой задачи: базовые, прямоугольные (*a,d*), вспомогательные для дискретизации течения в следе (*b,e*), O- и C-типа, согласованные с профилем NASA0012 (*c,f*).

С указанными данными сравниваются численные прогнозы, полученные при решении стационарных осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса и энергии на многоблочных сетках различной структуры с фрагментарными сетками O- и C-типа, построенными вокруг профиля (Рис.5.59). В таблице 5.5 эти многоблочные сетки названы сетками O- и C-типа. Как и в случае профиля MQ, центр координат $x=0$, $y=0$ располагается в середине профиля NASA0012.

Первая сетка состоит из трех фрагментов, включая базовую прямоугольную, простирающуюся от -11.7 до 34.4 в поточном направлении и от -31.7 до 31.7 в поперечном (Рис.5.59,a), вспомогательную прямоугольную (Рис.5.59,b), покрывающую подобласть от -

1.8 до 4.3 - в направлении x и от -1.65 до 1.65 - в направлении y , и согласованную с контуром профиля O -образную сетку высотой 1 (Рис.5.59,с). Минимальные шаги базовой сетки в окрестности профиля задаются равными 0.1, а шаги вспомогательной сетки – 0.05. Пристеночный шаг – 10^{-6} . Шаги в носке профиля – 0.02, у задней кромки – 0.001, в центре профиля – 0.01. Базовая сетка содержит 14070 расчетных ячеек, вспомогательная сетка – 6262, а O -сетка вокруг профиля – 69160. Всего в многоблочной сетке получается порядка 85тыс. ячеек.

Вторая сетка состоит также из трех фрагментов, включая базовую прямоугольную, простирающуюся от -11.75 до 44.57 в поточном направлении и от -11.4 до 11.33 в поперечном (Рис.5.59,d), вспомогательную прямоугольную (Рис.5.59,e), покрывающую подобласть от -1.75 до 4.47 - в направлении x и от -1.42 до 1.32 - в направлении y , и согласованную с контуром профиля C -образную сетку высотой 1 и длиной хвостовой части 2 (Рис.5.59,f). Минимальные шаги базовой сетки в окрестности профиля задаются равными 0.1, а шаги вспомогательной сетки – 0.05. Пристеночный шаг – 10^{-6} . Шаги в носке профиля – 0.02, у задней кромки – 0.001, в центре профиля – 0.01. Базовая сетка содержит 9984 расчетных ячеек, вспомогательная сетка – 5380, а C -сетка вокруг профиля – 39780. Всего в расчетной области оказывается порядка 56 тыс. ячеек.

Таблица 5.5

Сравнение численных прогнозов аэродинамических характеристик профиля NASA0012 под углом атаки 4° при $M=0.7$ с экспериментальными данными. Влияние типа сетки вокруг профиля

	Сетка, ссылка	C_x	C_y
Расчет	O -типа	0.0253	0.589
	C -типа	0.0236	0.603
Эксперимент	[114]	0.0171	0.526
	[94]	0.0245	0.593

Расчет продолжается до выполнения критерия сходимости, согласно которому текущее максимальное приращение составляющих скорости не должно было превышать 10^{-5} .

На Рис.5.60 и в таблице 5.5 представлены некоторые из полученных результатов. Так на Рис.5.60,а показано поле статического давления около профиля NASA0012. В носовой части на верхней дужке профиля образуется зона сильного разрежения, обусловленная быстрым нарастанием скорости течения по контуру. Локальное число Маха в этой зоне становится больше 1 и затем происходит торможение сверхзвукового пристеночного потока на скачке уплотнения. Давление за скачком возрастает сначала с высоким темпом, а затем плавно увеличивается при приближении к задней кромке. На нижней дужке профиля давление быстро падает от точки торможения до величин, сравнимых с

давлением в невозмущенном потоке (Рис.5.60,b). Судя по эюграм трения (Рис.5.60,c), за скачком уплотнения на верхней дужке возникает тонкая (практически неразличимая на Рис.5.60,a) отрывная зона с продольным размером порядка 0.1.

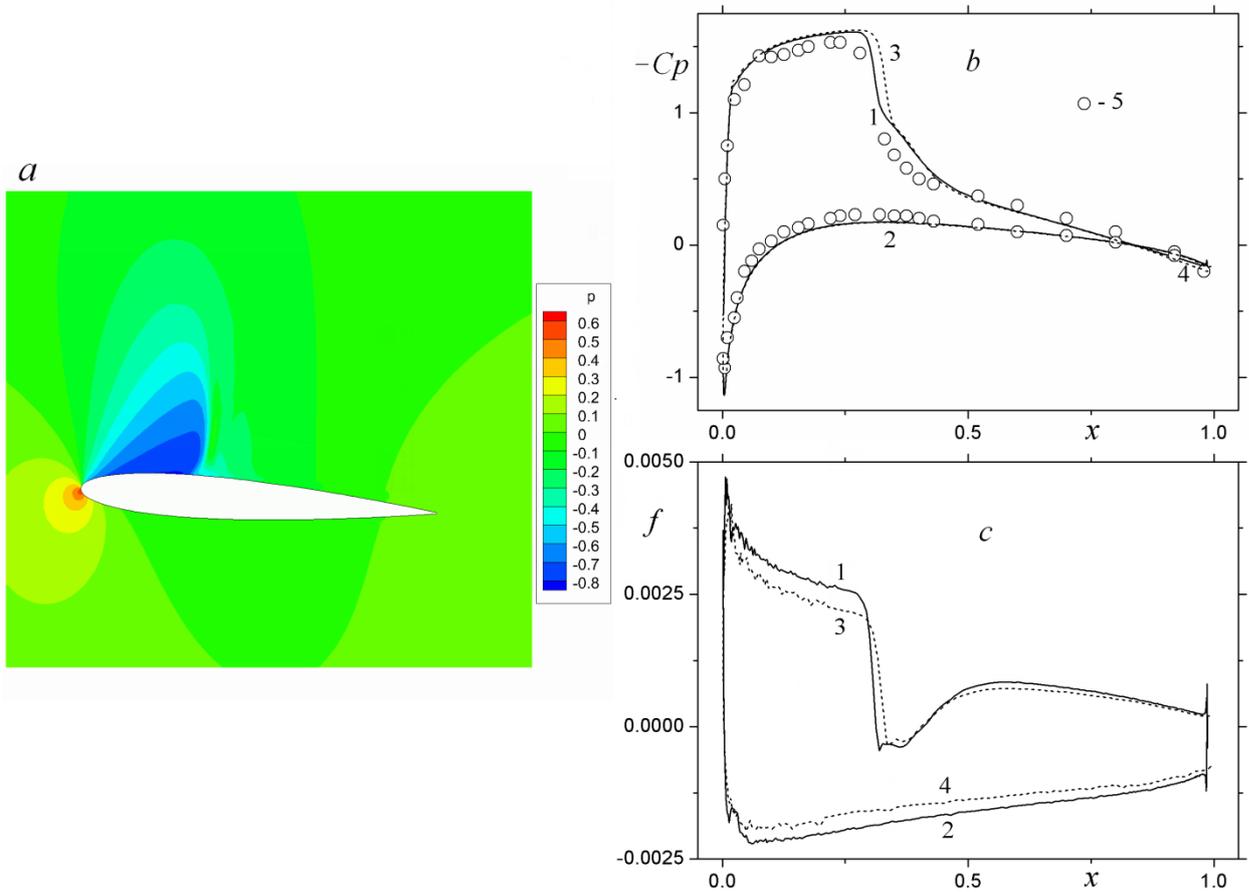


Рис.5.60. Решение тестовой задачи трансзвукового обтекания профиля NASA0012 под углом атаки 4° при $M=0.7$ (a-поле давления), сравнение рассчитанных на многоблочных сетках H- (1,2) и O- (3,4) типа распределений коэффициента давления (b) и трения (c) по верхней (1,3) и нижней (2,4) дужке между собой и с экспериментальными данными (5).

Сравнение численных прогнозов с использованием различных сеточных структур показывает, что они удовлетворительно согласуются между собой и с экспериментальными данными [94], что свидетельствует о приемлемости модифицированной с учетом влияния кривизны линий тока в рамках подхода RLI модели переноса сдвиговых напряжений 2003 года без поправок на возможный ламинарно-турбулентный переход. Также верифицируются многоблочные вычислительные технологии на основе пересекающихся разномасштабных расчетных сеток простой топологии.

5.8. Диск-цилиндр при M до 10 [37]

Сравниваются различные подходы к моделированию сверх- и гиперзвукового осесимметричного турбулентного обтекания цилиндрических тел с нетрадиционной

формой головной части – с вынесенным перед торцом тонким диском на соединительном стержне. Аэробаллистический эксперимент на легко-газовой установке ФТИ им.А.Ф.Иоффе РАН сочетается с трубными испытаниями и расчетами с помощью пакета VP2/3, основанного на многоблочных вычислительных технологиях и модели переноса сдвиговых напряжений с коррекцией на кривизну линий тока. Эффект снижения лобового и волнового сопротивления ступенчатого тела анализируется при высоких числах Маха (до 10) и вариации удлинением соединительного стержня при условии существования единой передней срывной зоны.

Данное исследование продолжает моделирование снижения лобового сопротивления тел вращения при организации ПСЗ между вынесенным диском и телом [4,53] при высоких числах Маха (до 10), а также нацеливается на обоснование адекватности численных прогнозов с использованием скорректированной MSST на основе сравнения с данными аэробаллистического эксперимента и трубными испытаниями на примере компоновки диск-цилиндр с варьированием выступающего диска L .

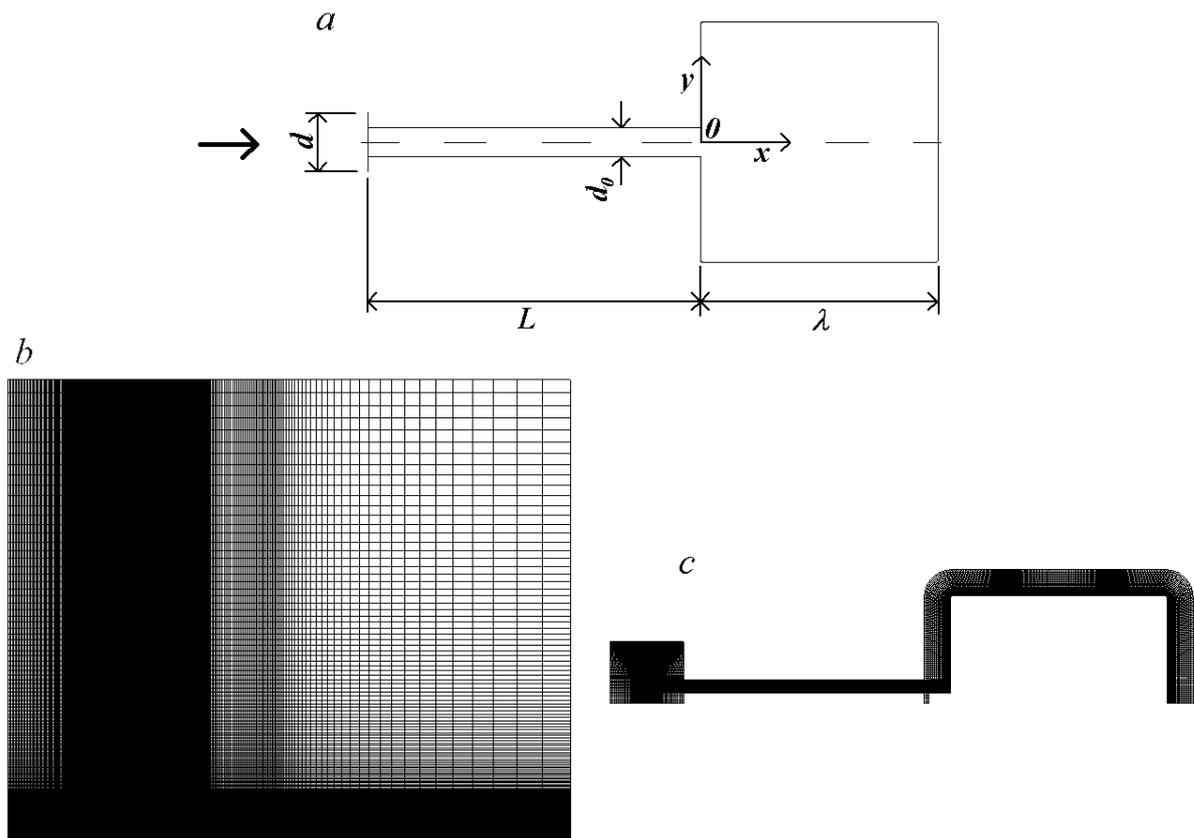


Рис.5.61. Контур модели ступенчатого тела – цилиндра с выступающим передним соосным диском (a), декартова (b), криволинейная O-типа и два цилиндрических (c) фрагмента многоблочной расчетной сетки.

Расчеты сверхзвукового осесимметричного обтекания ступенчатого тела (рис.5.61,a) проведены в рамках методического подхода, отработанного на задаче обтекания шара и

каплевидного тела [42,54]. Рассматривается цилиндр калибра 1 (диаметр выбран в качестве характерного размера) и удлинения λ (принято равным 1) с вынесенным на расстояние L тонким соосным диском с диаметром d , расположенного спереди от торца цилиндра и соединенного с ним тонкой перемычкой диаметра d_0 (принимается равным 0.05). Вводится система цилиндрических координат x, y с центром O в середине переднего торца цилиндра. Равномерный поток с числом Маха, изменяющимся в пределах от 1.5 до 10, задается на левой границе, удаленной от торца цилиндра на расстояние 10.5. Выходная граница располагается на расстоянии 27.5, а верхняя удалена от оси симметрии – на 31.5. На обеих проточных границах задаются условия продолжения решения – мягкие граничные условия. Энергия турбулентных пульсаций на входе в расчетную область соответствует условиям летного эксперимента ($k=10^{-6}$), а величина турбулентной вязкости выбирается меньше физической. На поверхности обтекаемого тела задаются условия прилипания, причем все омываемые стенки являются теплоизолированными.

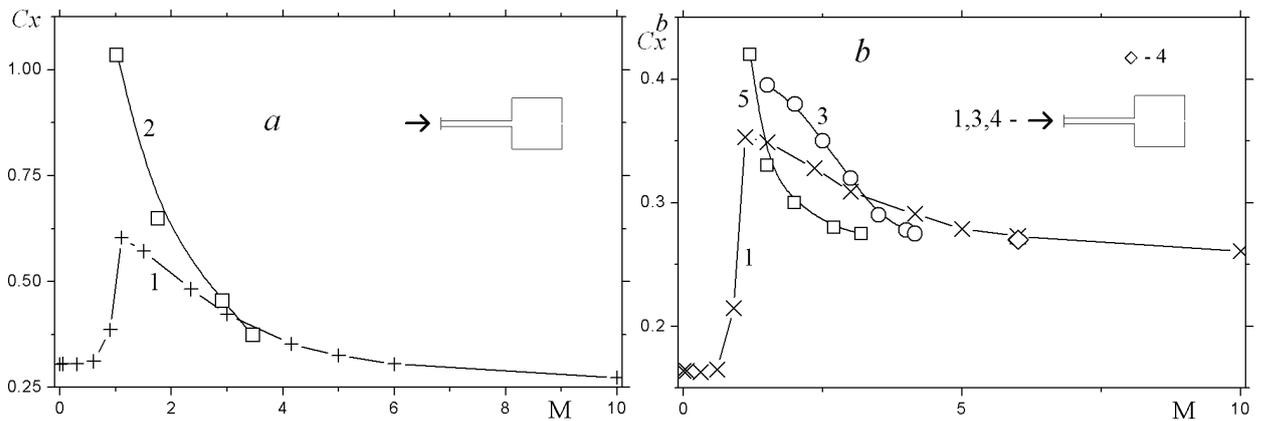


Рис.5.62. Сравнение расчетных и экспериментальных зависимостей лобового сопротивления C_x (a) и волнового сопротивления C_x^b (b) от числа Маха для компоновки с $L=1.4$ и $d=0.233$ (1-4) и цилиндра с оживальным обтекателем (5) удлинением 1.5 и радиусом кривизны 2.5. 1 – расчеты; 2 – аэробаллистический эксперимент; 3-5 – трубные испытания

Для упрощения конструирования расчетной сетки рассматривается цилиндр со сглаженными острыми кромками, причем радиус скругления принимается равными 0.01. Многоблочная сетка в данном случае состоит из четырех фрагментарных структурированных пересекающихся сеток: внешней неравномерной декартовой сетки (рис.5.61, b), криволинейной O-типа, согласованной с поверхностью цилиндра со скругленными острыми кромками и прилегающей к ней, и двух цилиндрических сеток около двух дисков и соединительной перемычки соответственно (рис.5.61, c). Радиальный размер сетки O-типа составляет 0.2 и в ней располагалось 165×48 ячеек. Декартовая сетка покрывала прямоугольную область размером 38 на 31.5 калибров и

содержала 641×201 ячеек, сгущенных в зоне расположения тела. Шаг декартовой сетки в районе цилиндра составляет 0.01. Пристеночный шаг выбран равным 10^{-4} . Число Рейнольдса принято равным 10^6 и соответствует значению в аэробаллистическом эксперименте.

На рис.5.62,*a,b* сравниваются расчетные и экспериментальные результаты по коэффициенту лобового C_x и волнового C_x^b сопротивления в зависимости от числа Маха набегающего потока для ступенчатых тел с выносом диска $d=0.23$ на расстояние $L=1.4$, а также цилиндра с оживальным обтекателем удлинением 1.5. При этом используются различные экспериментальные методы. Следует отметить хорошее согласие приведенных результатов для ступенчатых тел, что свидетельствует, прежде всего, о хорошей приемлемости подхода, основанного на дифференциальной модели турбулентности MSST, скорректированной на кривизну линий тока в рамках подхода RLI, и многоблочных вычислительных технологиях. Также следует указать на близость волнового сопротивления компоновок с ПСЗ и тел удобообтекаемой формы с примерно одинаковым удлинением «жидкой» и твердой головных частей при том, что для первых тел статическая устойчивость в полете повышается за счет головной стабилизации, а для вторых ее приходится обеспечивать, как правило, хвостовым оперением, увеличивающим сопротивление тела.

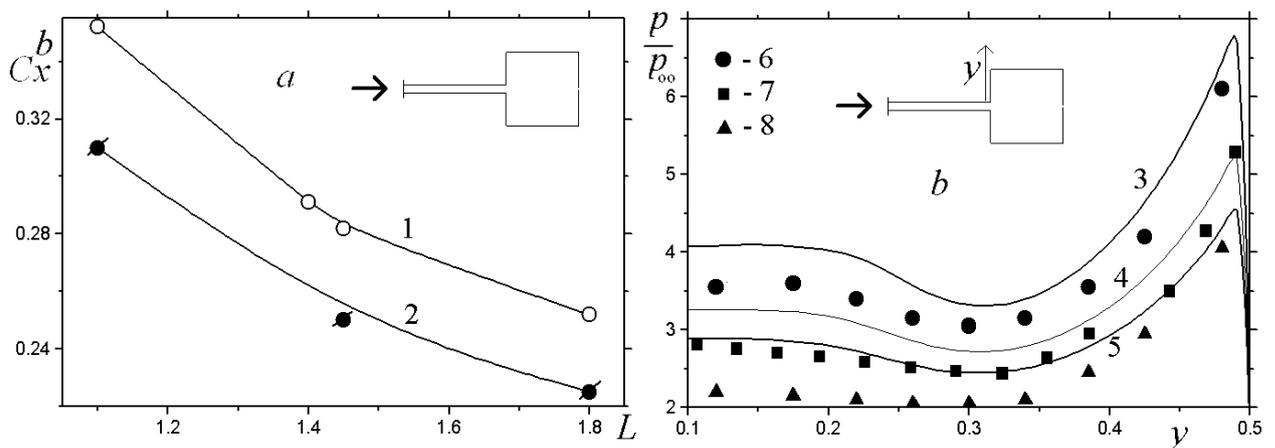


Рис.5.63. Сравнение расчетных (1, 3-5) и экспериментальных (2, 6-8) коэффициентов волнового сопротивления (*a*) и распределений относительного давления по торцу цилиндра (*b*) при варьировании выступанием диска L для диска диаметром 0.23 при числе Маха 4.15.

Увеличение выноса L диска диаметром $d=0.23$ перед торцом цилиндра, как показано на рис.5.63,*a*, существенно уменьшает волновое сопротивление ступенчатого тела при $M=4.15$, в первую очередь, усилением разрежения в ПСЗ (рис.5.63,*b*). Однако следует учитывать, что течение в отрывной зоне с ростом L может потерять устойчивость к

возмущениям, а моновихревая структура распасться. Близость численных прогнозов и экспериментальных данных трубных испытаний подтверждает приемлемость скорректированной MSST.

Выводы по п.5.8.

1). Для нетрадиционных тел вращения ступенчатой формы с вынесенным впереди соосным диском показана близость данных аэробаллистического эксперимента и трубных испытаний с численными прогнозами лобового и волнового сопротивления на основе решения осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса с использованием многоблочных вычислительных технологий при сверх- и гиперзвуковых скоростях потока.

2). Проанализирован эффект снижения лобового и волнового сопротивления ступенчатых тел для высоких чисел Маха (до 10) при варьировании выносом диска L от 1.2 до 1.8 при реализации условий существования единой ПСЗ.

3). Расширен диапазон приемлемости по числам Маха (до 10) MSST 2003, скорректированной на кривизну линий тока в рамках подхода RLI.

4). Показано, что ступенчатая и оживальная формы обтекателя примерно одинакового удлинения оказываются близкими по волновому сопротивлению, хотя для первых характерен эффект головной стабилизации и вторые требуют для обеспечения устойчивости хвостового оперения.

5.9. Полуциркулярный профиль при малых углах атаки и числа Маха от 0 до 0.5

5.9.1. Сетки и их классификация.

Сконструированные сетки для расчетов тестовой задачи турбулентного обтекания полуциркулярного цилиндра при нулевом угле атаки во многом используют опыт решения задачи обтекания профиля NACA0012 при варьировании углом атаки от 0° до 180° [3]. При построении сетки, прежде всего, важно отодвинуть входные и выходные, верхнюю и нижнюю границы расчетной области подальше от цилиндра, чтобы поставленные граничные условия не оказывали влияние на течение около тела и в следе за ним. Также важно обеспечить надлежащее разбиение сетки на ячейки в окрестности цилиндра для корректного воспроизводства структурных особенностей течения: тонкого пограничного слоя, сдвиговых слоев на границах зон отрыва, а также развивающейся за цилиндром дорожки вихрей. В МВТ это делается с помощью введения автоматизированного соединения пересекающихся фрагментарных близких к ортогональным сеток простой топологии, приспособленных к масштабам гидродинамических особенностей.

Для базового пакета VP2/3 конструируются несколько типов расчетных сеток (Рис.5.64,5.65). Простейшая многоблочная О-образная (Рис.5.64,*a*) многоблочная сетка (названная сеткой О-типа) состоит двух ярусов: О-типа сетки (Рис.5.64,*b*), простирающейся до внешней границы расчетной области, и также О-типа сетки (Рис.5.64,*c*), согласованной с контуром профиля. Кромки цилиндра скруглены по радиусу 0.005 (Рис.5.64,*d*). Центр системы декартовых координат x, y размещен в центре основания цилиндра.

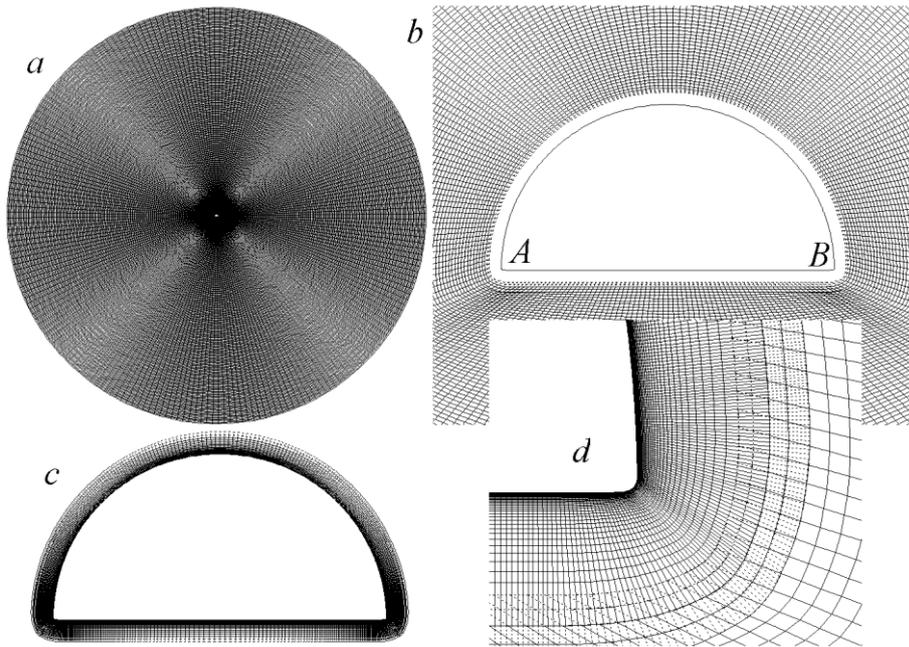


Рис.5.64. Компоненты многоблочной ярусной сетки (*a*): круговая, охватывающая всю расчетную область и ее фрагмент около полукругового цилиндра (*b*), кольцевая окружающая контур, со сгущением к поверхности (*c*) и ее фрагмент около задней кромки с радиусом скругления $R=0.005$ (*d*).

Сетка является аналогом О-образной сетки [55,28] с уменьшенным пристеночным шагом, равным 10^{-5} . Количество ячеек по вертикали к контуру на окружающей цилиндр О-образной сетке – 50. Размер пристеночной зоны – 0.05. На верхней дужке контура – 420 ячеек. Минимальный шаг сетки в прикромочной зоне – 5×10^{-4} . Всего ячеек в прилегающей к цилиндру сетке – 33228, из них – 32000 – расчетные. Таким образом, по окружному направлению получается 640 ячеек.

Радиус внешней окружной сетки расчетной области равен 42.6. В окружном направлении область разбивается на 420 ячеек. В радиальном направлении есть два участка разбиения: первый длиной 7 хорд и второй длиной 35. Оба участка содержат по 160 ячеек, причем шаг в конце первого участка равен 0.2. Всего в внешней О-образной сетке 134918 ячеек, из которых 134400 расчетных. В итоге многоблочная сетка О-типа разбивается на 166400 расчетных ячеек и ее можно характеризовать как довольно грубую сетку, в особенности в зоне развития дальнего вихревого следа. Обозначим ее как О.

Для сеток О-типа приходится ставить фиксированные граничные условия на входной части границы внешней окружной сетки (на половине окружности с левой стороны при набегающем потоке, ориентированном слева-направо) и мягкие граничные условия для

выходе из расчетной области (на половине окружной границы с вытеканием через нее дальнего вихревого следа). Переход от граничных условий одного типа к другому не всегда благоприятным образом отражается на поведении вычислительного процесса.

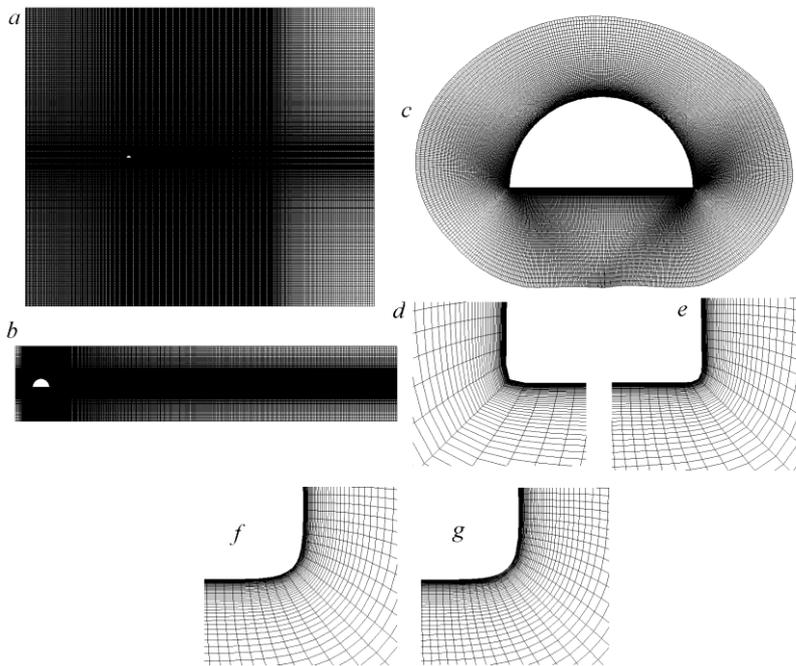


Рис.5.65. Многоблочные сетки Н-типа с перекрытием. *a* – декартова сетка Н-типа, покрывающая расчетную область; *b* – дополнительная декартова сетка Н –типа для лучшего разрешения вихревой дорожки; *c* – цилиндрическая сетка О-типа, согласованная с контуром полукругового цилиндра со скруглением $R=0.002$. Фрагменты О-сеток в районах скругленной передней (*d*) и задней (*e, f, g*) кромок с различным радиусом скругления. *d, e* – $R=0.002$; *f* – 0.003 ; *g* – 0.005 .

Применяется SST- модель 2003 года с коррекцией RLI и константой $C_s=0.02$. Решение задачи ищется со вторым порядком аппроксимации по времени с шагом 0.01. Количество итераций в блоке поправки давления – 6, а число итераций на каждом временном шаге – 30. В качестве начального приближения принимается распределение характеристик, рассчитанное при $Re=40000$. Решение ведется до выхода на автоколебательный режим с близкими по величине максимумами и минимумами R_x и R_y . Заметим, что траектории погрешностей при решении задачи формируют периодическую структуру их изменения.

Распределения R_x и R_y на периоде автоколебаний, поверхностное распределение коэффициента давления C_p , а также картины осредненных полей течения и локальные экстремальные характеристики будут сравниваться при анализе результатов расчета обтекания на различных сетках.

На Рис.5.65 показаны несколько Н-образных блочных с наложением сеток (сетки Н-типа). Демонстрируется вариант с более протяженной и измельченной сеткой в следе (Рис.5.65,*b*). Скругление кромок выполнено с радиусами 0.002-0.005 (Рис.5.65,*d-g*). Центр декартовой координатной системы размещен в центре основания профиля.

Многоблочная сетка из трех фрагментов: О-образной сетки, согласованной с контуром (Фиг.3,*c*), и двух сеток Н-типа, одна из которых охватывает внешние границы расчетной

области, другая дополнительная нацелена на детальное разрешение вихревой дорожки, развивающейся в ближнем и дальнем следе за профилем.

Пристеночный шаг сетки равен 10^{-5} . Количество ячеек по вертикали к полукруговому цилиндру на O-образной сетке – 112. Размер пристеночной зоны – 0.5. На контуре цилиндра – 580 ячеек. Минимальный шаг сетки в передней прикромочной зоне - 2×10^{-3} , а в задней - 10^{-3} (Рис.5.65,d,e). Шаг сетки в середине верхней дужки – 10^{-2} . Для согласования с дополнительной прямоугольной сеткой, в которую помещена кольцевая прилегающая к цилиндру сетка, приграничный шаг в радиальном направлении равняется 0.025. Таким образом, фрагментарная O-типа сетка содержит 64380 ячеек, из которых 63220 расчетных.

Охватывающая всю расчетную область внешняя H-сетка простирается от $x=-21.5$ до $x=51.2$ и от $y=-31.05$ до $y=31.44$. Минимальные сеточные шаги, равные 0.1 по обеим координатам, располагаются в окрестности цилиндра. Максимальный шаг у правой границы не превышает 0.5. Общее количество ячеек фрагментарной H-сетки – 180873.

Дополнительная сетка для повышения точности расчета вихревой дорожки H-типа простирается от $x=-1.5$ до $x=21$ и от $y=-2.05$ до $y=2.44$. Минимальные сеточные шаги по обеим координатам равны 0.025. Общее количество ячеек сетки 54634, из которых 52326 расчетные.

Общее количество расчетных ячеек сетки получается порядка 300 тысяч. Ее обозначение – Но.

В случае скругления кромок по радиусу 0.003 прикромочные сетки вблизи одинаковые по форме и размерам ячеек (такие, как показано на Рис.5.65,f). Пристеночный шаг сетки равен 10^{-5} . Количество ячеек по вертикали к прилегающей к контуру сетке – 112. Размер пристеночной зоны – 0.5. На контуре – 856 ячеек. Минимальный шаг сетки в передней и задней прикромочных зонах - 4×10^{-4} . Шаг сетки в середине верхней дужки контура – 10^{-2} . Для согласования с дополнительной сеткой, в которую помещена окружная сетка, приграничный шаг в радиальном направлении равняется 0.025. Таким образом, фрагментарная сетка содержит 95016 ячеек, из которых 93304 расчетных.

Введем обозначение для многоблочной сетки с радиусом скругления кромок 0.003 – Нг.

В случае скругления кромок по радиусу 0.005 прикромочные сетки вблизи них одинаковые по форме и размерам ячеек (такие, как показано на Рис.5.65,g). Пристеночный шаг сетки равен 10^{-5} . Количество ячеек по вертикали к прилегающей к контуру цилиндра сетке – 112. Размер пристеночной зоны – 0.5. На контуре профиля – 806 ячеек. Минимальный шаг сетки в передней и задней прикромочных зонах - 5×10^{-4} . Шаг сетки в середине верхней дужки – 10^{-2} . Для согласования с дополнительной сеткой, в которую помещена окружная сетка, приграничный шаг в радиальном направлении равняется 0.025.

Таким образом, фрагментарная О-типа сетка содержит 89577 ячеек, из которых 87963 расчетных.

Введем обозначение для многоблочной сетки с радиусом скругления кромок 0.005 – Н*.

Таким образом, количество сеточных ячеек многоблочных Н-сеток в двух последних случаях увеличивается примерно на 30тыс и составляет примерно 330 тысяч ячеек.

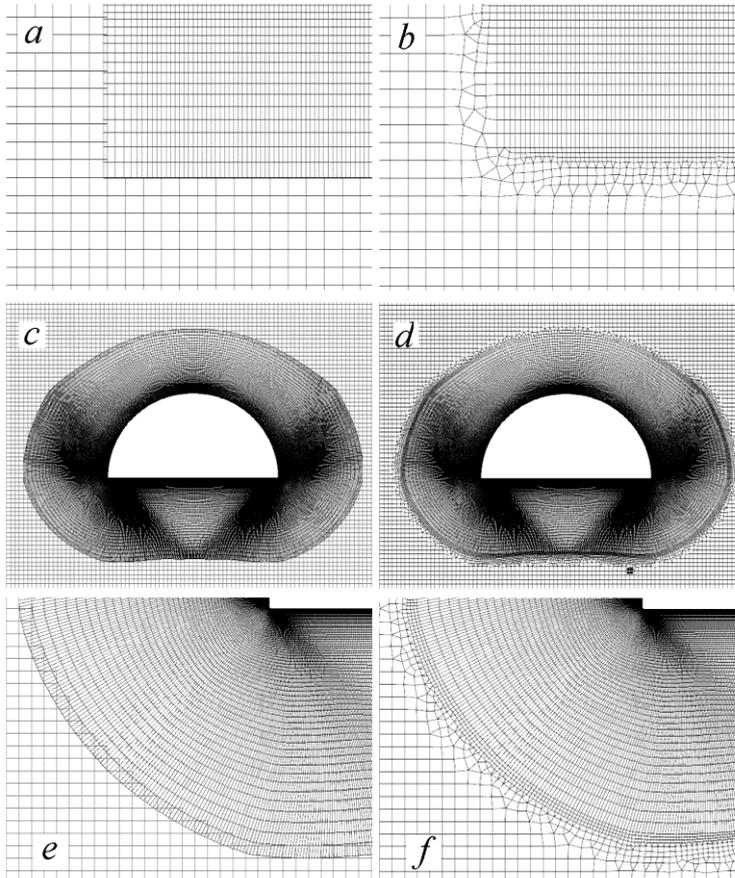


Рис.5.66. Фрагменты структурированных сеток многоблочной сеточной структуры Н* (a,c,e) и соответствующие неструктурированные вставки сконструированной композитной сетки (b,d,f): a,b – встраивание дополнительной следовой сетки во внешнюю декартовую сетку; c,d – соединение О-образной сетки, окружающей полукруговой цилиндр, с дополнительной прямоугольной следовой сеткой и e,f – укрупненный масштаб этого соединения.

Для анализа методических расчетов на сетке Н-типа, нацеленных на оценку влияния порядка аппроксимации схемы интегрирования по времени, а также изменения размеров и дискретизации сеточных фрагментов рассмотрены несколько довольно грубых сеток такой же топологии как и Н, Нг и Н*.

В первой из таких сеток, обозначенной Н1, пристеночный шаг грубоват и равен 10^{-4} . Количество ячеек по вертикали к контуру прилегающей к нему О-образной сетки – 64. Размер пристеночной зоны – 0.5. На контуре цилиндра – 317 ячеек. Минимальный шаг сетки в передней прикромочной зоне - 4×10^{-3} , а в задней - 10^{-3} . Шаг сетки в середине верхней дужки контура – 2×10^{-2} . Для согласования с дополнительной сеткой, в которую помещена окружающая цилиндр О-образная сетка, приграничный шаг в радиальном направлении равняется 0.05. Таким образом, фрагментарная сетка О-типа содержит 20352 ячеек, из которых 19716 расчетных.

Охватывающая всю расчетную область внешняя Н-сетка простирается от $x=-21.5$ до $x=51.08$ и от $y=-31.59$ до $y=31.05$. Минимальные сеточные шаги, равные 0.1 по обеим координатам, располагаются в окрестности цилиндра. Максимальный шаг у правой границы не превышает 0.5. Общее количество ячеек сетки – 106420.

Дополнительная сетка для повышения точности расчета вихревой дорожки Н-типа простирается от $x=-1.5$ до $x=11.08$ и от $y=-1.57$ до $y=1.95$. Минимальные сеточные шаги по обеим координатам равны 0.05. Общее количество ячеек сетки 11468, из которых 10488 расчетные.

Общее количество ячеек примерно 140тысяч.

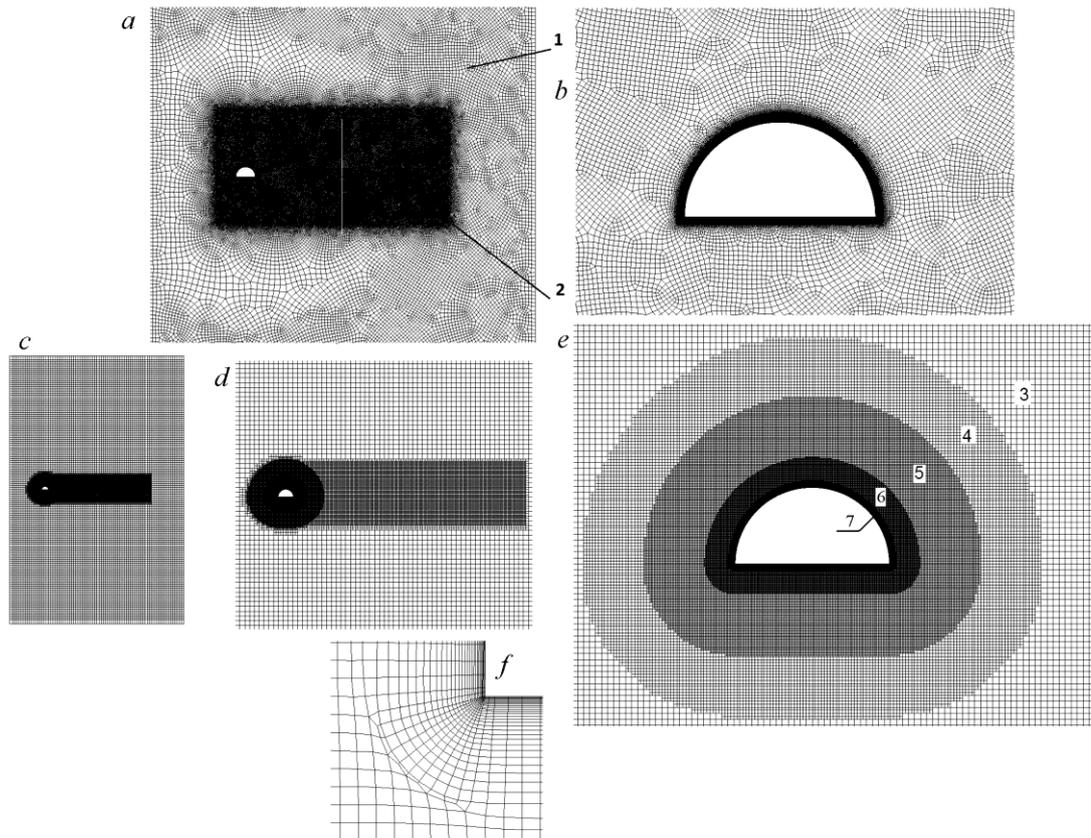


Рис.5.67. Фрагменты неструктурированных сеток (пакеты SigmaFlow, Fluent): типовой (из произвольных разноразмерных четырехугольных ячеек) MF (*a,b*) и композитной (из квадратных и близких к прямоугольным ячеек различного размера) M1 (*c,d,e*) для полукругового профиля с острыми кромками. *a,c* – одно- и многоярусные концентрические сетки вокруг контура; *b,d* – зональные измельченные сетки для лучшего разрешения вихревой дорожки; *e* – многоярусные сетки вокруг полукругового цилиндра; *f* – сетка вблизи передней кромки профиля. 1,2 – внешняя и измельченная для отображения вихревой дорожки сетки; 3-7 – ярусные сетки с ростом разбиения по мере приближения к контуру тела

Следующая многоблочная сетка Н-типа обозначается как Н1а, и пристеночный шаг уменьшен по сравнению с Н1 и равен 10^{-5} . Количество ячеек по вертикали к контуру на окружающей его О-образной сетке – 85. Размер пристеночной зоны – 0.5. На контуре

цилиндра – 317 ячеек. Минимальный шаг сетки в передней прикромочной зоне - 4×10^{-3} , а в задней - 10^{-3} . Шаг сетки в середине верхней дужки – 2×10^{-2} . Для согласования с дополнительной прямоугольной сеткой, в которую помещена сетка О-образная сетка вокруг цилиндра, приграничный шаг в радиальном направлении равняется 0.05. Таким образом, фрагментарная сетка содержит 27030 ячеек, из которых 26394 расчетных.

Охватывающая всю расчетную область H-сетка простирается от $x=-21.5$ до $x=51.08$ и от $y=-31.59$ до $y=31.05$. Минимальные сеточные шаги, равные 0.1 по обеим координатам, располагаются в окрестности цилиндра. Максимальный шаг у правой границы не превышает 0.5. Общее количество ячеек сетки – 106420.

Дополнительная сетка для повышения точности расчета вихревой дорожки H-типа простирается от $x=-1.5$ до $x=11.08$ и от $y=-1.57$ до $y=1.95$. Минимальные сеточные шаги по обеим координатам равны 0.05. Общее количество ячеек этой фрагментарной сетки 11468, из которых 10488 расчетные.

Общее число ячеек примерно 145 тысяч.

На основе сетки H* сконструирована композитная сетка H*k. Некоторые этапы трансформации многоблочной сетки в композитную показаны на Рис.5.66. Области пересечения между сеткой следа и внешней сеткой, а также между пристеночной сеткой и сеткой следа были заменены неструктурированными вставками. Для этого первоначально из пересекающихся сеток вырезалась область с поперечным размером примерно равным 4-х кратному максимальному шагу сеток в зоне пересечения, которая затем заполнялась неструктурированной сеткой.

Решение задач на сетках H-типа находится с первым и со вторым порядком аппроксимации по времени с шагом 0.01. Количество итераций в блоке поправки давления – 10, а число итераций на каждом временном шаге – 25. В качестве начального приближения принимается распределение характеристик, соответствующее ударным условиям, т.е. внезапному торможению профиля, дрейфующего со скоростью потока. Решение ведется до выхода на автоколебательный режим с близкими по величине максимумами и минимумами R_x и R_y . Заметим, что траектории погрешностей при решении задачи формируют периодическую структуру их изменения.

Две сетки используются для расчетов по пакетам Sigma-Flow и Fluent. Первая из них обозначается MF.

Длина хорды принимается равной $L=1$. Высота расчётной области – 40, длина – 20, ширина в поперечном направлении – 1 (сетка трёхмерная, в поперечном направлении задается одна ячейка). Обтекаемый профиль представляет собой полуцилиндр без скругления кромок. Неструктурированная сетка на основе шестигранных ячеек построена

в пакете Ansys Fluent. Сетка состоит из трех частей (Рис.5.67,*a,b*): внешняя область (1), внутренняя область (2), пристеночный слой. Внешняя область сетки состоит из ячеек размером ~ 0.2 . Внутренняя область разбита ячейками размером 0.025. Пристеночный слой: по радиусу размер первой ячейки составляет 0.0001, количество ячеек – 40 (коэффициент сгущения к стенке 1.10), общая высота пристеночного слоя составляет 0.01. По азимуту крыловой профиль разбит с шагом 0.002. Суммарное количество ячеек сетки MF составляет 191000.

Таблица 5.6.

Параметры слоев сетки M1

Номер слоя	Расстояние до внешней границы	Шаг сетки
1	0.05	0.00245
2	0.2	0.0049
3	0.6	0.0098
4	1.0	0.0196
5	2.0	0.0392

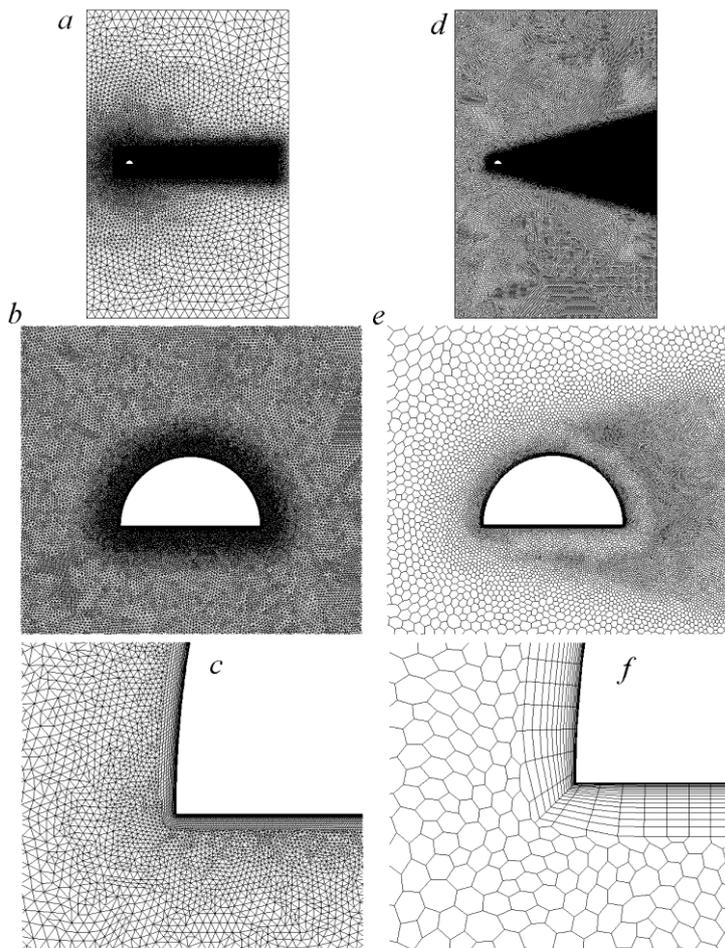


Рис.5.68. Неструктурированные сетки M2 (*a*) и M3 (*d*), а также их фрагменты для пакетов CFX (*b,c*) и Star CCM+ (*e,f*) соответственно. *b,e* – окружающие контур фрагменты M2,M3; *c,f* – прикромочные участки сеток M2,M3

Вторая сетка более детализированная и обозначается M1 (Рис.5.67, *c-f*). Толщина пристеночного слоя 0.015 (Фиг.5.*f*). Пристеночный шаг $9 \cdot 10^{-5}$, увеличивающийся с показателем прогрессии 1.1. 28 ячеек по нормали. По окружной координате шаг

равномерный, кроме непосредственной области кромок и равный 0.00245, т.е. около 640 ячеек на профиле. Четыре кольцевых слоев задается (Рис.5.67,*e*)

Они состоят из ячеек равномерной декартовой сетки с шагом, возрастающим по мере удаления слоя от профиля (Таблица 5.6). Область следа покрывается декартовой равномерной сеткой высотой 4 и длиной 15. Шаг сетки 0.0196 (Рис.5.67,*d*). Внешняя сетка простирается в продольном направлении на 25, а в вертикальном на 40 хорд. Входная граница удалена на 5 единиц, выходная – на 20, верхняя и нижняя на 20 хорд от тела. Шаг равномерной сетки 0.31.

На Рис.5.68 проиллюстрированы сетки М2 и М3, использованные для расчетов по пакетам CFX и Star CCM+.

В неструктурированной сетке М2 используются треугольные ячейки со слоем четырехугольных ячеек у поверхности тела. Пристеночный слой состоит из 16 слоев ячеек, увеличивающихся с показателем прогрессии 1.2. размер первого слоя 0.0001. Кромки не сглажены (Рис.5.68,*c*). К пристеночному слою присоединяется «кольцевой» слой ячеек. Расстояние от тела до внешней границы кольца равняется 0.15, а размер ячеек на этом участке увеличивается от 0.003 до 0.006 (Рис.5.68,*b*). Область следа представляет прямоугольную область высотой 4 и длиной 21.5. Средний размер ячейки в ней 0.02 (Рис.5.68,*a*). Внешняя сетка характеризуется удалением входной границы на 5, выходной – на 20, верхней и нижней – на 20 хорд. Средний размер элементов сетки 0.6. Общее количество ячеек сетки 560982.

В пакете Star CCM+ используется неструктурированная сетка М3 с ячейками многогранного типа и призматическим слоем у поверхности тела. Пристеночный слой состоит из 16 слоев ячеек, увеличивающихся с показателем прогрессии 1.2. размер первого слоя 0.0002. Кромки не сглажены (Рис.5.68, *f*). Область следа выполнена в виде трапеции с высотой 20 и углом раскрытия 15° . Минимальный размер ячейки в области 0.015 (эти ячейки расположены вблизи тела), а максимальный 0.028 (Рис.5.68, *e*). Внешняя сетка характеризуется удалением входной границы на 5, выходной – на 20, верхней и нижней – на 20 хорд. Средний размер крайних элементов сетки 0.3.

Общее количество ячеек сетки 325538.

5.9.2. Характерные черты выхода на автоколебательный режим обтекания полукругового цилиндра

В качестве примера расчетов нестационарного обтекания полукругового цилиндра при нулевом угле атаки с выходом на автоколебательный режим с последующим сравнением численных прогнозов на различных сетках, пакетах, моделях турбулентности представим типичный расчет обтекания несжимаемой жидкостью тела от «ударных» начальных

условий, соответствующих внезапному торможению дрейфующего со скоростью потока U цилиндра, с использованием стандартной модели переноса сдвиговых напряжений 2003 года [113] на многоблочной достаточно подробной сетке N_0 (пакет VP2/3). Интегрирование по времени осуществляется по схеме Пейре со вторым порядком аппроксимации с шагом 0.01.

На Рис.5.69 и 5.70 сравниваются графики зависимостей от времени t погрешностей вертикальной составляющей скорости v и энергии турбулентности k с картинками изолиний k в начальные моменты времени (2,4,6,10), а также анализируется поведение во времени продольной R_x и вертикальной R_y интегральных силовых нагрузок на цилиндр с выходом на автоколебания по указанным характеристикам.

Следует отметить несколько фаз развития процесса обтекания.

Начальная фаза характеризуется резким торможением потока перед телом, сопровождающимся высокими осциллирующими знакопеременными нагрузками, которые довольно быстро затухают во времени. В период изменения t от 0 до 2 максимальные величины R_x падают примерно в 20 раз, а R_y после нескольких знакопеременных колебаний медленно уменьшается, оставаясь по величине положительным. Эффект возникновения убывающей положительной подъемной силы, действующей на полукруговой цилиндр (Рис.5.70, *a*), объясняется на Рис.5.69, *b* ($t=2$), где показаны сносящиеся с передней кромки вихри, проиллюстрированные сгустками k , и еще отсутствует единая зона отрывного течения между кромками на основании цилиндра.

Как следует из Рис.5.69, *c* и графиков $R_x(t), R_y(t)$ на Рис.5.70, *b* такая отрывная зона возникает при $t=3.5-4$. После ее формирования качественно изменяются поведение погрешностей на Рис.5.69, *a*, характер зависимостей R_x, R_y от времени на Рис.5.70, *b*. Наблюдается постепенное нарастание осредненной во времени продольной нагрузки R_x с выходом на локальный максимум примерно при $t=12$ с последующим медленным снижением и выходом на стабилизацию к $t=55$. Осредненная во времени вертикальная сила R_y уменьшается примерно до $t=25$, а затем медленно нарастает до стабилизации после $t=50$, оставаясь при этом отрицательной. Причина увеличения нагрузки на цилиндр в определенной степени иллюстрируется на Рис.5.69, *d, e*, где показано развитие вихревой дорожки в следе за телом. Также перемены в характере процесса обтекания цилиндра нашли отражение в поведении осцилляций на картине зависимостей от времени погрешностей на Рис.5.69, *a*.

Следует отметить, что осцилляции R_y носят практически гармонический характер (Рис.5.70, *b, c, d*), а вот продольная сила R_x отличается двугорбым поведением во времени, когда в циклическом изменении $R_x(t)$ после значительного повышения нагрузки следует

гораздо меньший по амплитуде пик. Интересно подчеркнуть, что такие зависимости $R_x(t)$, $R_y(t)$ формируются сразу же после возникновения единой отрывной зоны на основании полукругового цилиндра. При этом минимальные величины R_x изменяются довольно значительно по мере развития процесса обтекания.

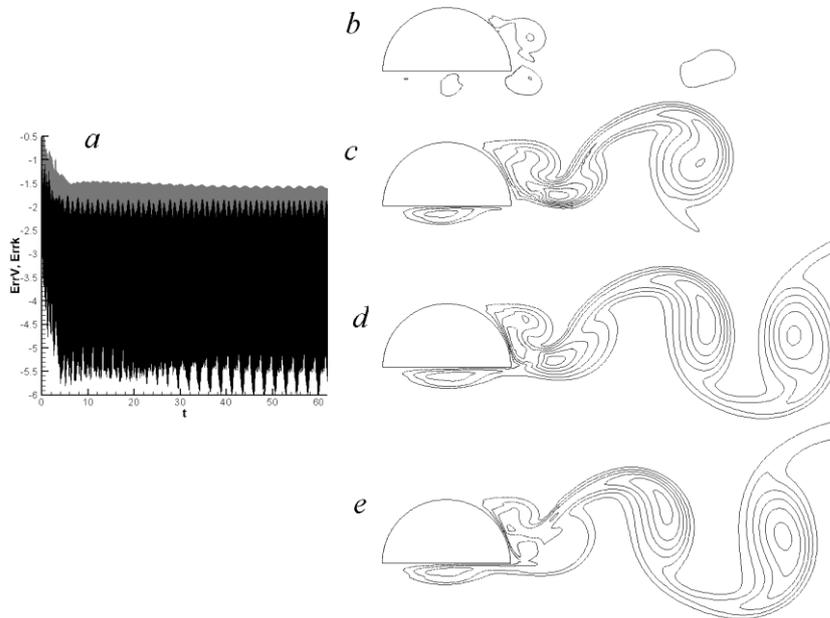


Рис.5.69. Пример выхода на периодический режим обтекания полукругового цилиндра с момента его внезапного торможения в равномерном потоке, проиллюстрированный поведением ошибок по вертикальной компоненте скорости E_{rtv} и энергии турбулентности E_{rrk} (a), а также оцифрованными картинками изолиний k , нанесенными с шагом 0.01, в моменты времени $t=2$ (b); 4(c); 6(d); 10(e).

Повышение среднего уровня отрицательной подъемной силы R_y после $t=25$ связывается с развитием вихревой дорожки. По мере заполнения следа крупномасштабными вихрями в среднем обтекание цилиндра становится более плавным. Это также сказывается на снижении продольной силовой нагрузки R_x .

Итак. Начальная фаза обтекания цилиндра сопровождается ударными изменениями параметров. Средняя фаза начинается с формирования единой зоны отрывного течения между кромками на основании цилиндра и завершается выходом осредненных по периоду изменения R_x, R_y на их экстремальные значения (t примерно 15-25). Конечная фаза связывается с выходом обтекания полукругового цилиндра на циклический характер, сопровождающийся периодическим поведением силовых нагрузок. Общая продолжительность выхода на автоколебания примерно 60 единиц.

На Рис.5.70, d сравниваются зависимости R_x, R_y на периоде их колебания, причем время t^* отсчитывается каждый раз от минимального значения, т.е. t^* для указанных переменных сил свое.

На Рис.5.70, d также нанесены зависимости $R_x(t^*)$, $R_y(t^*)$ для автоколебательного режима течения около кругового цилиндра, рассчитанного начиная от заданных полей возмущенного течения, полученных при использовании SST-модели 2003 года с коррекцией RLI и константой $C_s=0.02$ (показаны штриховыми линиями). В Таблице 5.7

собраны данные по осредненным по времени интегральным и экстремальным локальным характеристикам. Близость приведенных численных прогнозов свидетельствует о слабой зависимости параметров течения и характеристик турбулентности на автоколебательном режиме от начальных условий.

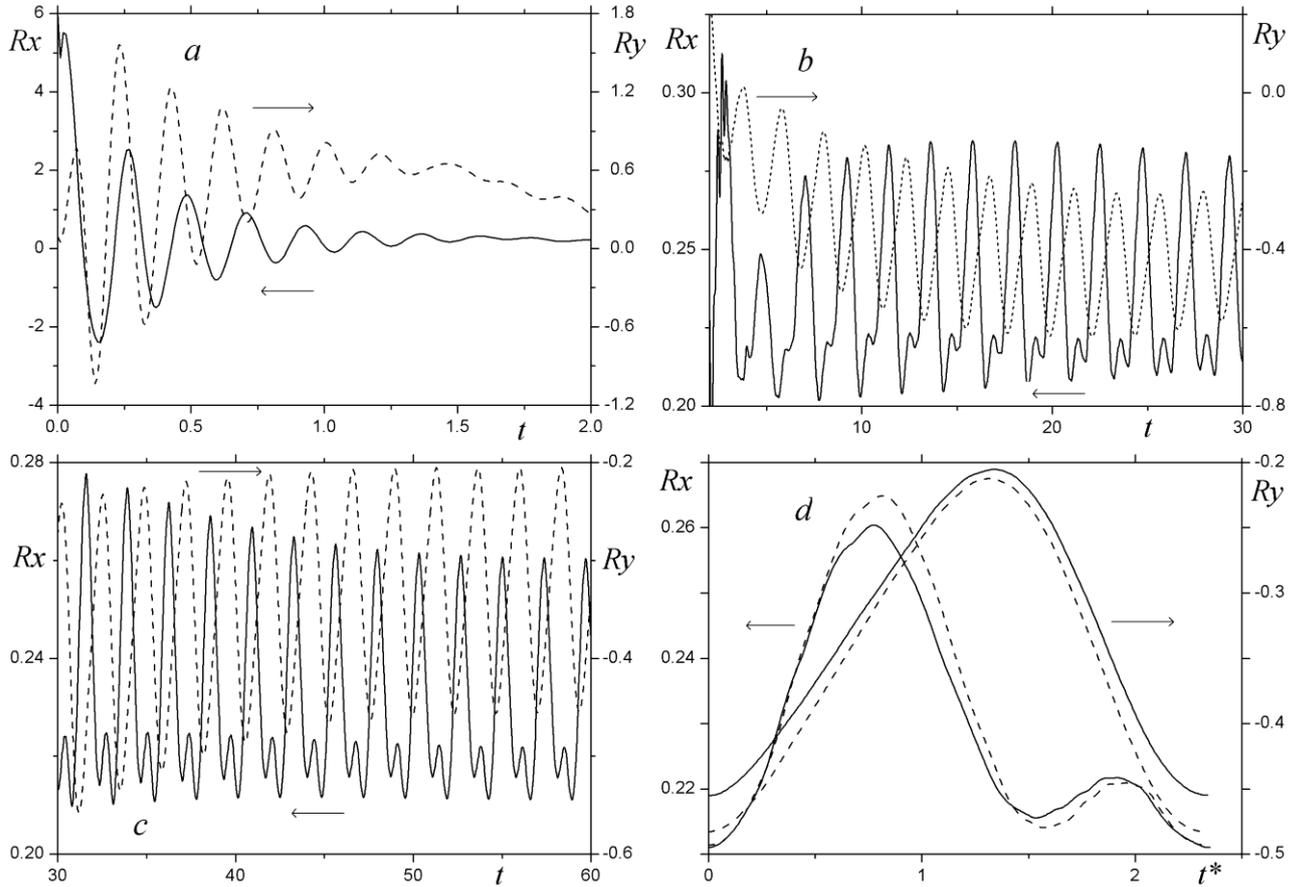


Рис.5.70. Зависимости интегральных нагрузок R_x и R_y для трех фаз ($t=0 - 2$ (a); $2 - 30$ (b); $30 - 60$ (c)) переходного процесса к установлению периодического режима обтекания полукругового цилиндра и сравнение периодических изменений $R_x(t^*)$ и $R_y(t^*)$ на режиме автоколебаний, сформировавшихся при ударных (сплошные линии) и возмущенных (штриховые линии) начальных граничных условиях (d). t^* - приведенное время с отчетом от момента с минимальными нагрузками на профиль.

Таблица 5.7.

Сравнение осредненных силовых и экстремальных локальных характеристик при ударных и возмущенных граничных условиях

$t=t_{\text{начала}}$	C_x	C_y	u_{\min}	u_{\max}	p_{\min}	p_{\max}	k_{\max}	μ_{\max}
0	0.459	-0.66	-0.453	1.461	-1.014	0.506	0.106	0.0116
60	0.462	-0.696	-0.456	1.471	-1.034	0.506	0.107	0.0115

5.9.3. Валидация. Сравнение численных прогнозов на многоблочных сетках O- и H- типа. Влияние радиуса скругления, минимальных шагов сетки в градиентных областях и порядка аппроксимации схемы интегрирования по времени

Валидация пакета VP2/3 и скорректированной по RLI MSST2003 выполнены на основе параметрических исследований обтекания полукругового цилиндра на многоблочных сетках разной топологии (O- и H-типа) с различной степенью разбиения пристеночной зоны (пристеночные шаги сетки 10^{-4} и 10^{-5}) и области следа (изменение длины дополнительной сетки от 10 до 20 и измельчение продольного шага сетки от 0.005 до 0.025), при различных порядках аппроксимации схемы интегрирования по времени (неявные первого и второго порядка точности схемы Эйлера (в таблице 5.8 обозначена как 1p) и Пейре). Кроме того, дана оценка влияния радиуса скругления кромок цилиндра при использовании сеток с измельчением в районе кромок. Сравнения проводятся по зависимостям от приведенного времени t^* интегральных силовых нагрузок R_x, R_y на периоде автоколебаний, по эпюрам осредненных по времени C_p, f и их пульсаций, а также осредненных по периоду автоколебаний картин обтекания, коэффициентов лобового сопротивления и подъемной силы, экстремальных характеристик. Численные прогнозы по C_p сопоставляются с измерениями, выполненными в [76] и в данной работе.

Таблица 5.8.

Сравнение осредненных силовых и экстремальных локальных характеристик при использовании многоблочных сеток разной топологии и дискретизации, различных схем интегрирования и радиусах скругления

сетка	C_x	C_y	u_{min}	u_{max}	p_{min}	p_{max}	k_{max}	μ_{max}
O	0.569	-0.87	-0.590	1.559	-1.319	0.505	0.113	0.0089
Ho	0.512	-1.04	-0.666	1.558	-1.158	0.507	0.099	0.0138
H1 (1p)	0.494	-0.756	-0.578	1.468	-1.038	0.506	0.0961	0.0077
H1a (1p)	0.494	-0.766	-0.587	1.469	-1.094	0.506	0.096	0.0084
H1a	0.508	-0.922	-0.608	1.523	-1.157	0.507	0.1003	0.0126
Hr	0.515	-1.046	-0.664	1.573	0.980	0.508	0.104	0.0133
H*	0.512	-1.063	-0.672	1.573	-0.985	0.508	0.1039	0.0139

Некоторые данные расчетов сводятся в Таблицу 5.8 и отображаются на Рис.5.71 и 5.72.

Отметим, что при $R=0.002$ сетки Ho, H1, H1a в районе передней кромки довольно грубая (с двумя ячейками). Многоблочные H-типа сетки H1 и H1a имеют количество ячеек вдвое меньше по сравнению с сетками Ho, Hr, H*, причем длина дополнительной измельченной сетки (в H1 и H1a) в следе за цилиндром вдвое короче (10 вместо 20), чем для остальных сеток. Кроме того шаг этой сетки равен 0.05 для H1 и H1a, в то время как

для дополнительных сеток в многоблочных Но, Нг, Н* он составляет 0.025. Следует отметить, что в Таблицу 3.1 сведены оценки аэродинамических коэффициентов на основе экспериментальных измерений.

При анализе картин обтекания полукругового цилиндра акцент делается на присоединении потока, сорвавшегося с передней кромки (Рис.5.71). Близкое к точному решение должно характеризоваться присоединением потока в малой окрестности задней кромки.

Из представленных результатов следует, что второй порядок значительно уточняет решение задачи, в то время как уменьшение пристеночного шага с 10^{-4} до 10^{-5} практически не оказывает влияния на решение.

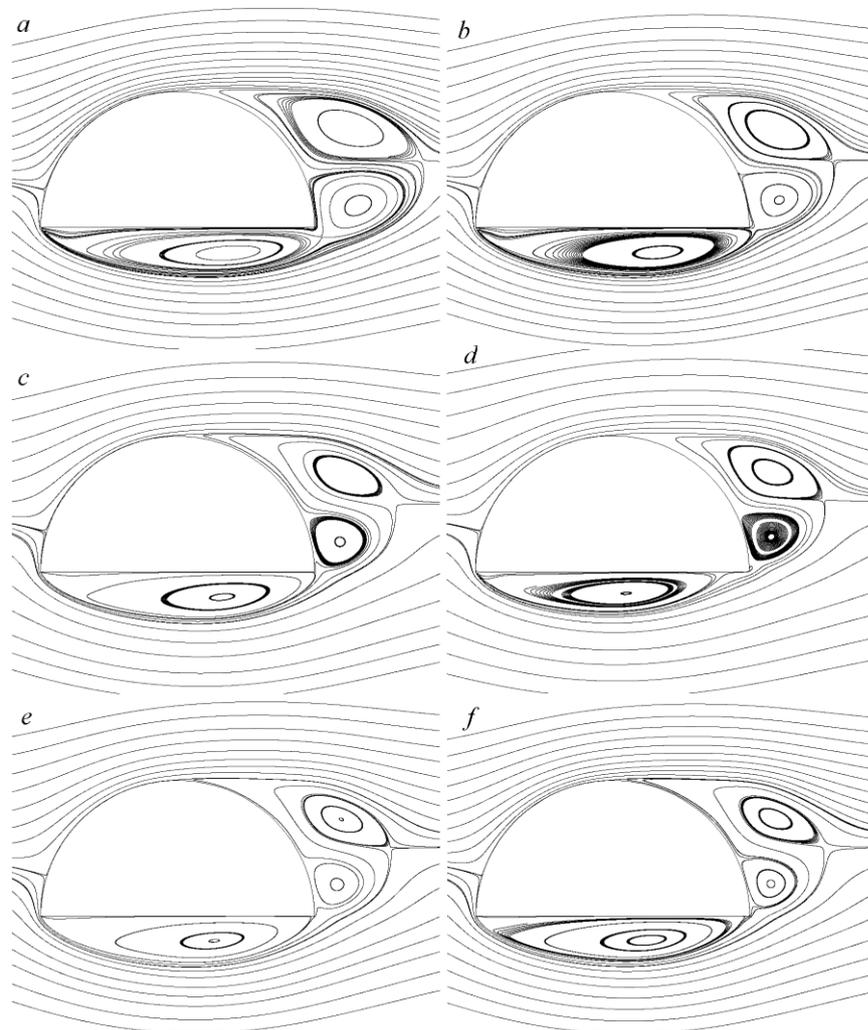


Рис.5.71. Методическое сравнение осредненных по времени картин обтекания полукругового цилиндра, рассчитанных с первым (a) и вторым (b) порядком аппроксимации по времени с минимальным шагом разбиения в зоне вихревой дорожки 0.05, на сетках Н- (c,e,f) и О-(d) типа с минимальным шагом разбиения дополнительной сетки 0.025 и для различных радиусах скругления. R=0.002 (a,b,c); 0.003(e); 0.005(d,f). Пакет VP2/3. SST-модель 2003 года с коррекцией RLI.

Сравнение результатов на Рис.5.72 показывает, что изменение радиуса скругления не приводит к существенному влиянию на распределение интегральных и локальных параметров потока, однако в окрестности острых кромок необходимо обеспечить сгущение сетки ($H1r, H^*$), чтобы обеспечить монотонность изменения давления (Рис.5.72, g).

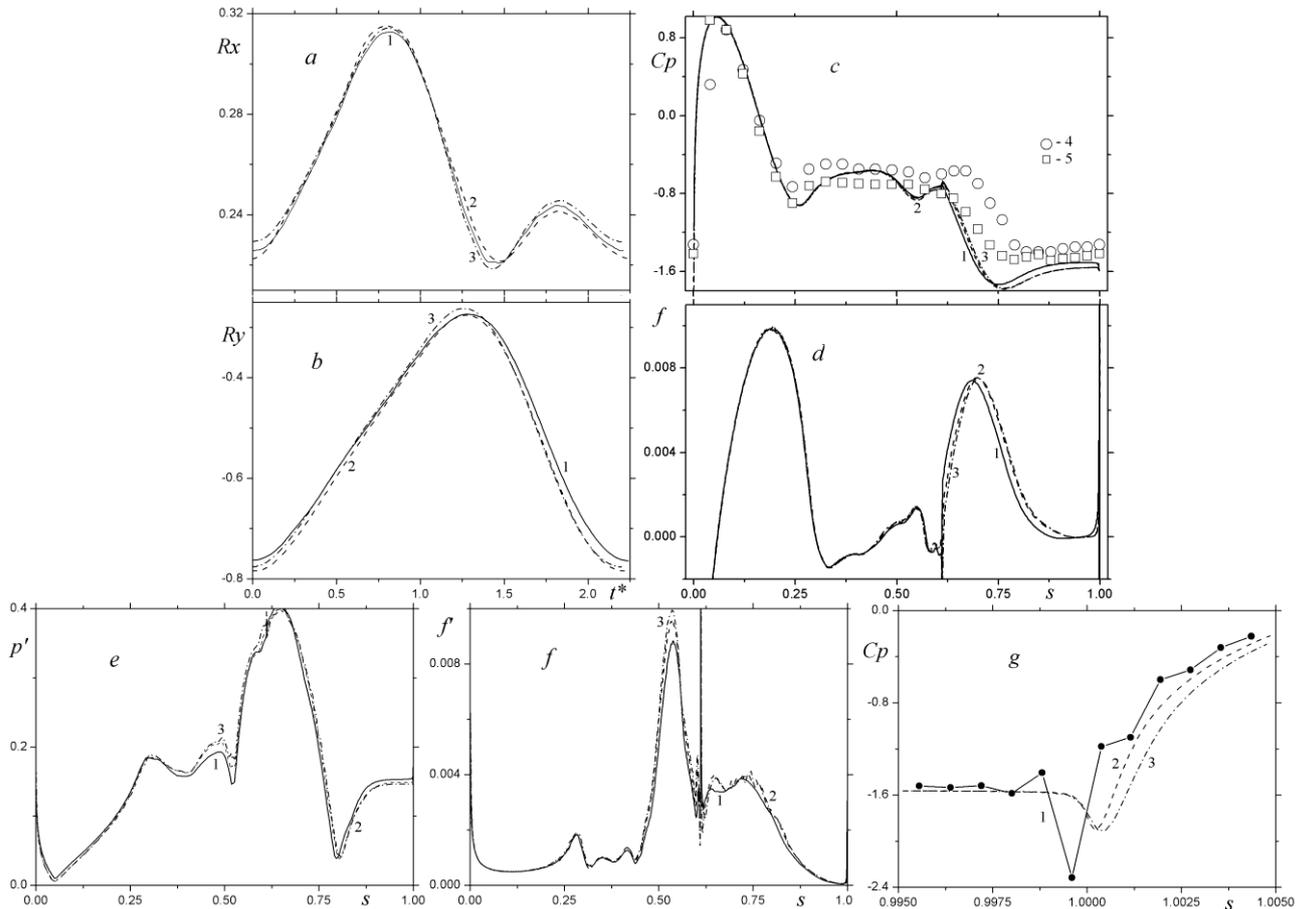


Рис.5.72. Сравнение зависимостей от t^* интегральных силовых нагрузок $R_x(a)$, $R_y(b)$ и распределений по длине контура s полукругового цилиндра, начиная от передней кромки, $C_p(c)$, $f(d)$, $p'(e)$, $f'(f)$, а также распределений C_p в окрестности передней кромки (g) при различных радиусах скругления $R=0.002(1)$, $0.003(2)$, $0.005(3)$. Экспериментальные данные 4 [76] и 5 (данная работа, таблица 3.1).

5.9.4. Сравнение стандартных и модифицированных с учетом кривизны линий тока версий SST-модели турбулентности на основе пакета VP2/3

Продолжая тестовые исследования одних из наиболее используемых полуэмпирических моделей замыкания осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса с рассмотрением модифицированных версий с учетом влияния кривизны линий тока на характеристики турбулентности [29,43,28], рассмотрим сопоставление численных прогнозов обтекания при $M=0$ полукругового цилиндра на сетке. Но при использовании MSST1993, MSST2003 и ее модификаций MSST2003 с коррекцией по RLI и MSST2003 с коррекцией по SM.

Результаты тестовых исследований приведены на Рис.5.73 и 5.74, а также сведены в таблицу 5.9.

Расчеты показывают, что стандартная SST-модель 2003 года, как и в случае стационарных отрывных течений, дает крайне заниженные прогнозы по лобовой и вертикальной силе, причем это связано с недоопределением минимальной скорости возвратного течения (Табл.5.9).

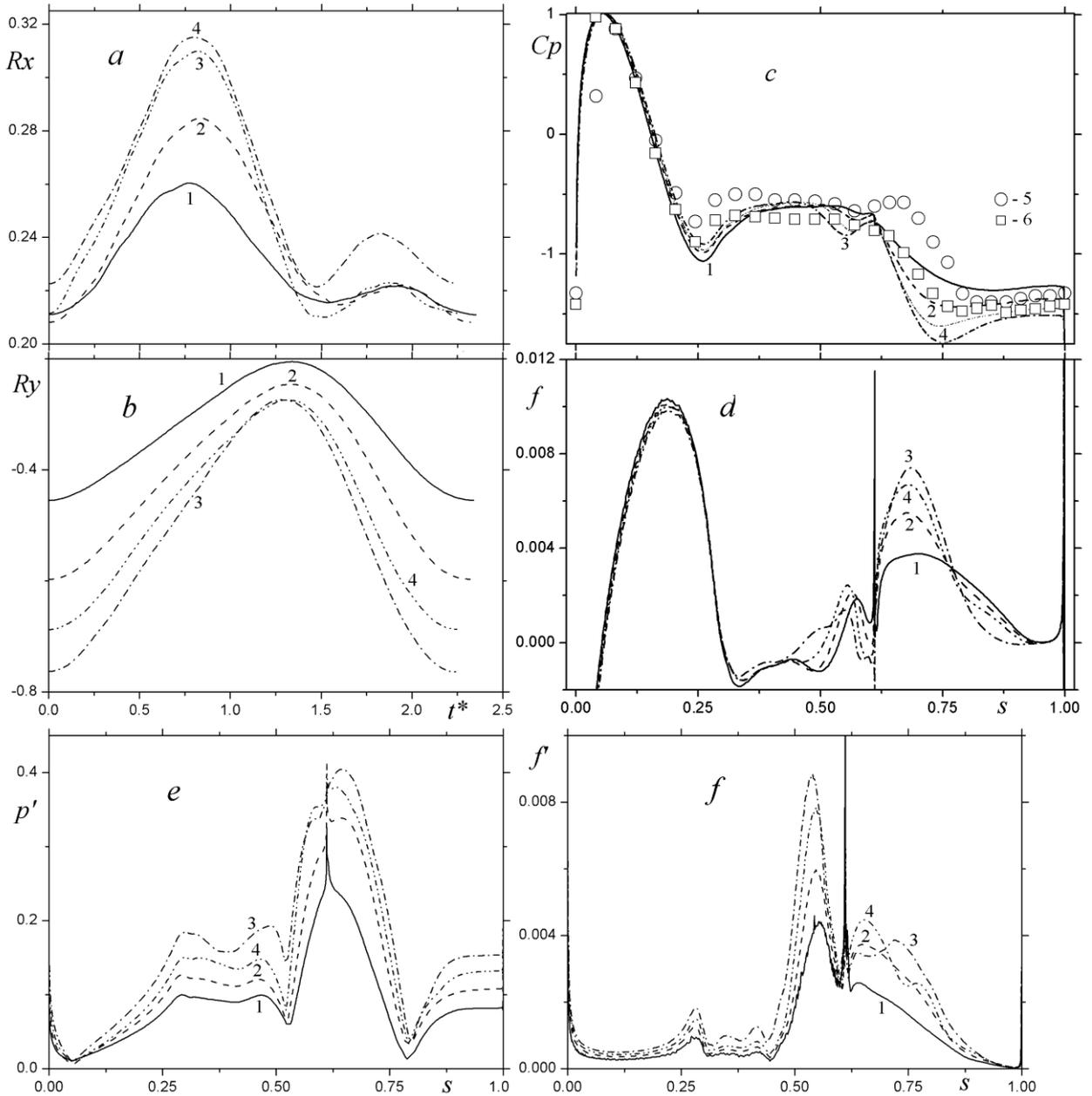


Рис.5.73. Сравнение зависимостей от t^* интегральных силовых нагрузок $R_x(a)$, $R_y(b)$ и распределений по длине контура s полукругового цилиндра, начиная от передней кромки, $C_p(c)$, $f(d)$, $p'(e)$, $f'(f)$. 1 – SST-модель 2003 года; 2- SST-модель 1993 года; 3 - MSST 2003 года с модификацией по Роди-Лещинеру-Исаеву; 4- MSST 2003 года с коррекцией по Смирнову-Ментеру. 5 – экспериментальные. Данные Случановской З.П. [76] 6 – эксперимент (данная работа, табл.3.1).

Как следует из Рис.5.73, модификации MSST2003 на кривизну линий тока существенно влияют на $R_x(t^*), R_y(t^*)$, а также на осредненные во времени аэродинамические коэффициенты, хотя следует признать, что MSST1993 с использованием модуля завихренности при определении вихревой вязкости заметно ближе к прогнозам по модифицированным моделям и экспериментальным данным.

Таблица 5.9.

Сравнение осредненных силовых и экстремальных локальных характеристик при расчете по различным моделям SST и их модификациям с учетом кривизны линий тока

MSST	C_x	C_y	u_{min}	u_{max}	p_{min}	p_{max}	k_{max}	μ_{max}
2003st	0.459	-0.66	-0.453	1.461	-1.014	0.506	0.106	0.0116
1993st	0.476	-0.833	-0.512	1.500	-1.078	0.507	0.098	0.0113
2003RLI	0.512	-1.040	-0.666	1.558	-1.158	0.507	0.099	0.0138
2003SM	0.494	-0.959	-0.616	1.533	-1.128	0.507	0.088	0.0114

Как следует из Рис.5.74, расчеты по стандартным моделям не приводят к замыканию отрывной зоны на основании полукругового цилиндра на правой кромке. Зона оказывается разомкнутой, что приводит к снижению аэродинамических нагрузок.

Применение MSST с коррекцией способствует приближению численных прогнозов по интегральным силовым характеристикам к экспериментальным данным, хотя коррекция по SM все же уступает по точности, как и в [29,43].

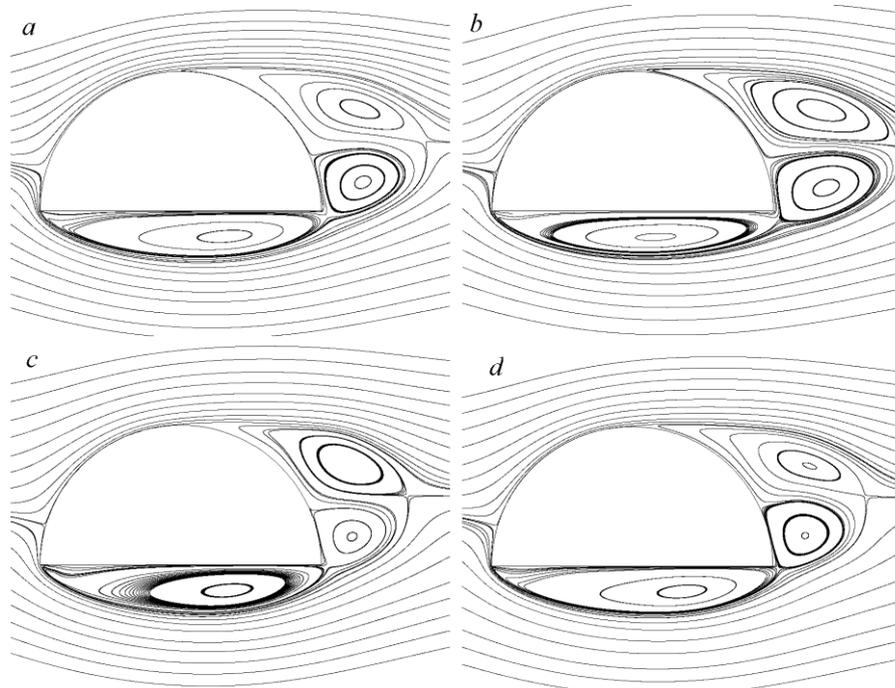


Рис.5.74. Сравнение осредненных по времени на режиме автоколебаний картин обтекания полукругового цилиндра с использованием стандартных SST-моделей турбулентности 2003 (a) и 1993(b) года, а также модифицированные с учетом влияния кривизны линий тока версии SST-модели 2003 года в рамках подходов Роди-Лещинера-Исаева (c,e,f) и Смирнова-Ментера (d). Пакет VP2/3.

Следует отметить, что использование модифицированных моделей на кривизну линий тока способствует существенному увеличению разрежению и трения на основании полукругового цилиндра, повышению пульсаций давления и трения на тыльной стороне тела (Рис.5.73).

5.9.5. Сравнение численных прогнозов, полученных на различных пакетах и расчетных сетках с использованием стандартной MSST2003 и ее модифицированных вариантов, а также четырехпараметрических моделей

На Рис.5.75 представлены данные для R_x, R_y на периоде автоколебаний, полученные при использовании разных пакетов, расчетных сеток и двух вариантов SST-модели: стандартной MSST2003 (a,b) и ее модификаций (c,d) с учетом кривизны линий тока. Следует отметить, в пакетах VP2/3 и SigmaFlow используется модификация в рамках RLI подхода, в пакетах Fluent и CFX применяется модификация по Смирнову-Ментеру, в то время как в пакете StarCCM+ применяется коррекция по Дурбину.

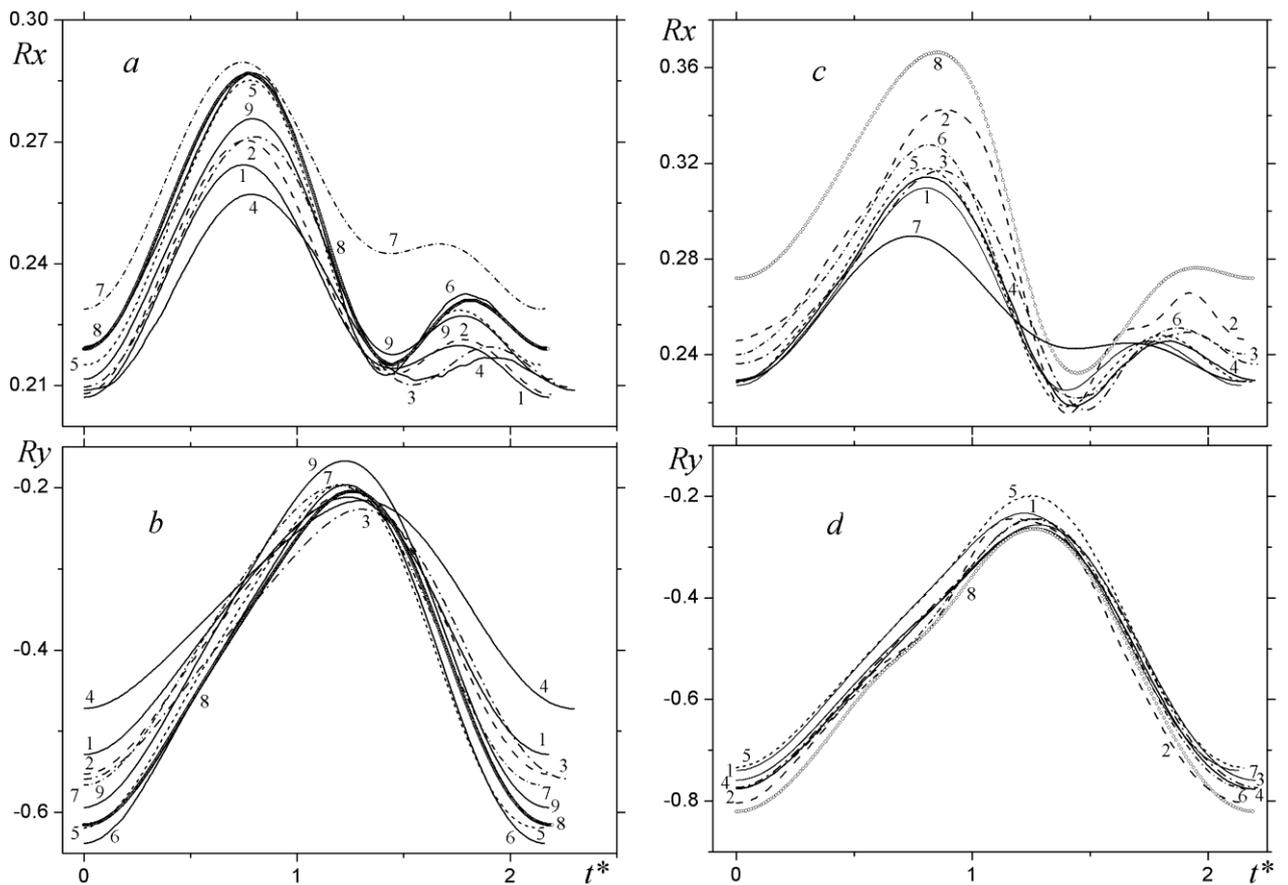


Рис.5.75. Сравнение зависимостей от t^* интегральных силовых нагрузок $R_x(a,c)$, $R_y(b,d)$ при использовании стандартной SST-модели 2003 года (a,b) и ее модифицированных версий (c,d), а также различных пакетов и расчетных сеток, представленных в Таблице 5.12.

1. Наблюдается значительное количественное различие результатов по стандартной и модифицированным версиям MSST 2003. Более высокие значения лобового сопротивления и низкие значения подъемной силы характерны для модификаций MSST 2003.

2. Основанные на многоблочных с наложением сетках МСТ с использованием стандартной MSST2003 (кривые 4 на Рис.5.75,а,b) хотя и позволяют получить двугорбый характер зависимости $R_x(t^*)$, однако количественные отличия от других зависимостей велики.

3. Прогнозы $R_x(t^*)$, $R_y(t^*)$, полученные на различных по структуре композитных сетках M1 и H*k при использовании близких по применяемым вычислительным технологиям пакетов VP2/3 и SigmaFlow для стандартной MSST2003, оказываются весьма близкими.

4. Наиболее высокую точность результатов по $R_x(t^*)$, $R_y(t^*)$ показали расчеты на пакетах Fluent, Star CCM+, OpenFOAM, выполненные на весьма подробных сетках. Большое различие от средних распределений $R_x(t^*)$ получено для пакета CFX.

Таблица 5.10.

Обозначения к Рис.5.75.

No.	Пакет	Сетка
1	SigmaFlow	M1
2	VP2/3	M1
3		H*k
4		H*
5	Fluent	M1
6		H*k
7	CFX	M2
8	StarCCM+	M3
9	OpenFOAM	M1

5. Для модифицированных версий MSST2003, если не принимать во внимание показанные на Рис.5.75,с, зависимости $R_x(t^*)$, полученные с помощью пакетов SigmaFlow (кривая 1), VP2/3 (кривая 2) и StarCCM+(кривая 8), то остальные зависимости вполне удовлетворительно коррелируют друг с другом. Это указывает на то, что композитная сетка M1 не слишком удачна для использования реализованных в пакетах SigmaFlow и VP2/3 вычислительных технологий. В то же время прогнозы по VP2/3 на многоблочной сетке H*, перестроенной в композитную сетку H*k оказались весьма близкими к аналогичным результатам по пакетам Fluent (композитные сетки M1 и H*k), CFX (весьма подробная неструктурированная сетка M2).

6. Численные прогнозы $R_y(t^*)$ на Рис.5.75, d, полученные в рамках модифицированных MSST2003 с использованием рассмотренных сеток различного типа и пакетов, замечательно согласуются друг с другом. Важно отметить, что МВТ в сочетании с

модифицированной в рамках RLI MSST2003 в отличие от стандартной MSST2003 отличается высокой точностью численных предсказаний и практически не отличается от прогнозов на композитных сетках.

Таблица 5.11.

Интегральные характеристики осредненного обтекания полукругового цилиндра на автоколебательном режиме, рассчитанные по стандартной SST-модели 2003 года на различных пакетах и сетках

Пакет	Сетка	Cx	Cy	St
VP2/3	M1	0.464	-0.756	0.457
	H*k	0.464	-0.786	0.439
	H*	0.454	-0.686	0.435
SigmaFlow	M1	0.460	-0.738	0.459
Fluent	M1	0.480	-0.818	0.472
	H*k	0.484	-0.840	0.463
CFX	M2	0.508	-0.758	0.466
StarCCM+	M3	0.446	-0.690	0.459
OpenFOAM	M1	0.486	-0.826	0.455

Таблица 5.12.

Интегральные характеристики осредненного обтекания полукругового цилиндра на автоколебательном режиме, рассчитанные по модифицированной SST-модели 2003 года на различных пакетах и сетках, а также с помощью моделей ζf и ζa на пакете SigmaFlow

Пакет	Поправка к SST-модели 2003 года	Сетка	Cx	Cy	St
VP2/3	RLI	MF	0.514	-0.880	0.467
	RLI	M1	0.550	-1.072	0.465
	RLI	H*k	0.522	-1.032	0.453
	RLI	H*	0.514	-1.048	0.455
SigmaFlow	RLI	MF	0.488	-0.886	0.469
	RLI	M1	0.514	-0.982	0.468
Fluent	SM	MF	0.514	-0.920	0.472
	SM	M1	0.516	-0.952	0.457
	SM	H*k	0.530	-1.048	0.463
CFX	SM	M2	0.526	-0.995	0.458
StarCCM+	Durbin	M3	0.528	-1.100	0.457
	4x-параметрические модели				
SigmaFlow	ζa	MF	0.526	-1.015	0.452
		M1	0.541	-1.092	0.440
	ζf	MF	0.541	-0.962	0.413
		M1	0.522	-0.794	0.393

7. Анализ приведенных в Таблице 5.11 осредненных по времени Cx и Cy, рассчитанных на основе стандартной MSST 2003, показывает, что средние величины нагрузок,

оцененные по всем пакетам, отличаются от ожидаемых примерно на 10% по C_x и на 25-30% по C_y . Интересно отметить, что самые низкие (по модулю) прогнозы ($C_x=0.45; C_y=-0.69$) оказались одинаковыми для VP2/3 (многоблочная с наложением сетка H^*) и для StarCCM+ (довольно мелкая неструктурированная сетка M3). Пакеты Fluent и OpenFOAM продемонстрировали близкие прогнозы с наибольшими (по модулю) величинами, а пакет CFX предсказал наиболее высокий C_x .

8. В Таблице 5.12 помимо результатов методических расчетов по различным модифицированным версиям MSST с использованием разнообразных сеток (многоблочных с наложением, композитных и неструктурированных) представлены прогнозы осредненных по времени аэродинамических коэффициентов полукругового цилиндра при его обтекании в режиме автоколебаний, выполненные по четырехпараметрическим моделям ζf , ζa , причем последняя описывается в данной работе.

8.1. С улучшением сеточных характеристик на примерах применения пакетов VP2/3, SigmaFlow, Fluent повышается точность численных прогнозов, которые приближаются к ожидаемым величинам $C_x=0.52-0.54$ и $C_y=-1.04-1.08$.

8.2. Интересно отметить близость численных прогнозов, полученных на разных пакетах при использовании одних и тех же сеток (VP2/3, SigmaFlow, Fluent, сетка MF).

8.3. На многоблочной с наложением сетке H^* и построенной на ее основе композитной сетке H^*k получены близкие результаты с применением пакета VP2/3. Они хорошо коррелируют с численными прогнозами по модели $\zeta-a$.

8.4. Наиболее близкие к экспериментальным данным [42] находятся численные результаты по C_x и C_y , полученные с помощью пакетов CFX, StarCCM+ на исключительно подробных сетках.

8.5. Решения двумерной тестовой задачи автоколебательного режима обтекания полукругового цилиндра по $\zeta-f$ уступают аналогичным прогнозам по $\zeta-a$.

5.9.6. Сравнение численных прогнозов дозвукового обтекания полукругового цилиндра при использовании пакетов VP2/3 и Fluent, многоблочных и композитных сеток, различных схем аппроксимации конвективных членов

Численное моделирование течений сжимаемого газа имеет особенности по сравнению с расчетами течений несжимаемой жидкости. Влияние сжимаемости обуславливает возникновение волн давления, причем их интерференция может приводить к скачкам уплотнения. Поэтому целесообразно использовать схему Ван-Лира (TVD) с ограничителями для дискретизации конвективных членов уравнений количества движения вместо противопоточной схемы с квадратичной интерполяцией Леонарда

(QUICK). Представляет интерес тестировать эти схемы на одной и той же сетке, в качестве которой выбрана сетка H_r для полукругового цилиндра с радиусами скругления кромок $R=0.003$. В качестве модели турбулентности задается модифицированная в рамках подхода RLI SST-модель 2003 года.

На Рис.5.76 сравниваются $R_x(t^*)$ и $R_y(t^*)$ при автоколебательном режиме обтекания тела при нулевом угле атаки с варьированием числа Маха от 0 до 0.15. В Таблицу 5.13 сводятся численные прогнозы осредненных по времени C_x, C_y , а также St на этом же режиме.

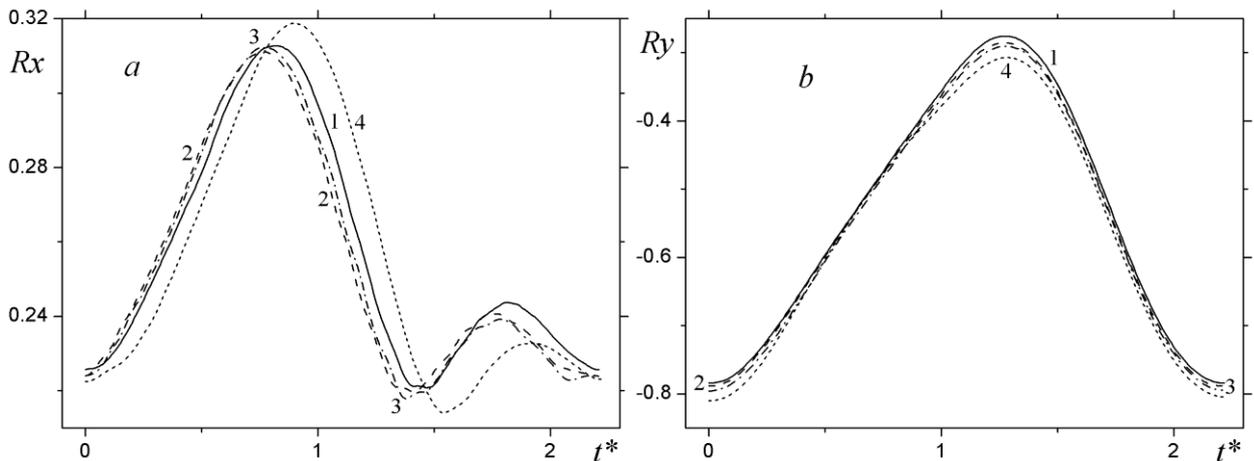


Рис.5.76. Сравнение зависимостей от t^* R_x (a) и R_y (b) на периоде автоколебаний, рассчитанных с помощью пакета VP2/3 на многоблочной с наложением сетке H_r , с различными схемами аппроксимации конвективных членов уравнений движения. 1 – $M=0$, схема QUICK; 2 – $M=0$; 3 – 0.05; 4 – 0.15, схема TVD.

Таблица 5.13

Сравнение осредненных по времени коэффициентов лобового сопротивления и подъемной силы на автоколебательном режиме дозвукового обтекания полукругового цилиндра при различных схемах аппроксимации конвективных членов уравнений количества движения

Число Маха	Схема аппроксимации	C_x	C_y	St
0	QUICK	0.512	-1.07	0.450
0	TVD	0.508	-1.08	0.452
0.05		0.508	-1.09	0.452
0.15		0.510	-1.11	0.450

Из представленных прогнозов следует, что влияние схемы аппроксимации конвективных членов уравнений движения при $M=0$ невелико. Также интересно отметить, что при незначительных числах Маха порядка 0.05 зависимости $R_x(t^*)$ и $R_y(t^*)$, а также интегральные характеристики обтекания полукругового цилиндра мало отличаются от

течений несжимаемой жидкости. Однако переход к $M=0.15$ начинает оказывать на указанные зависимости качественное и слабое количественное влияние.

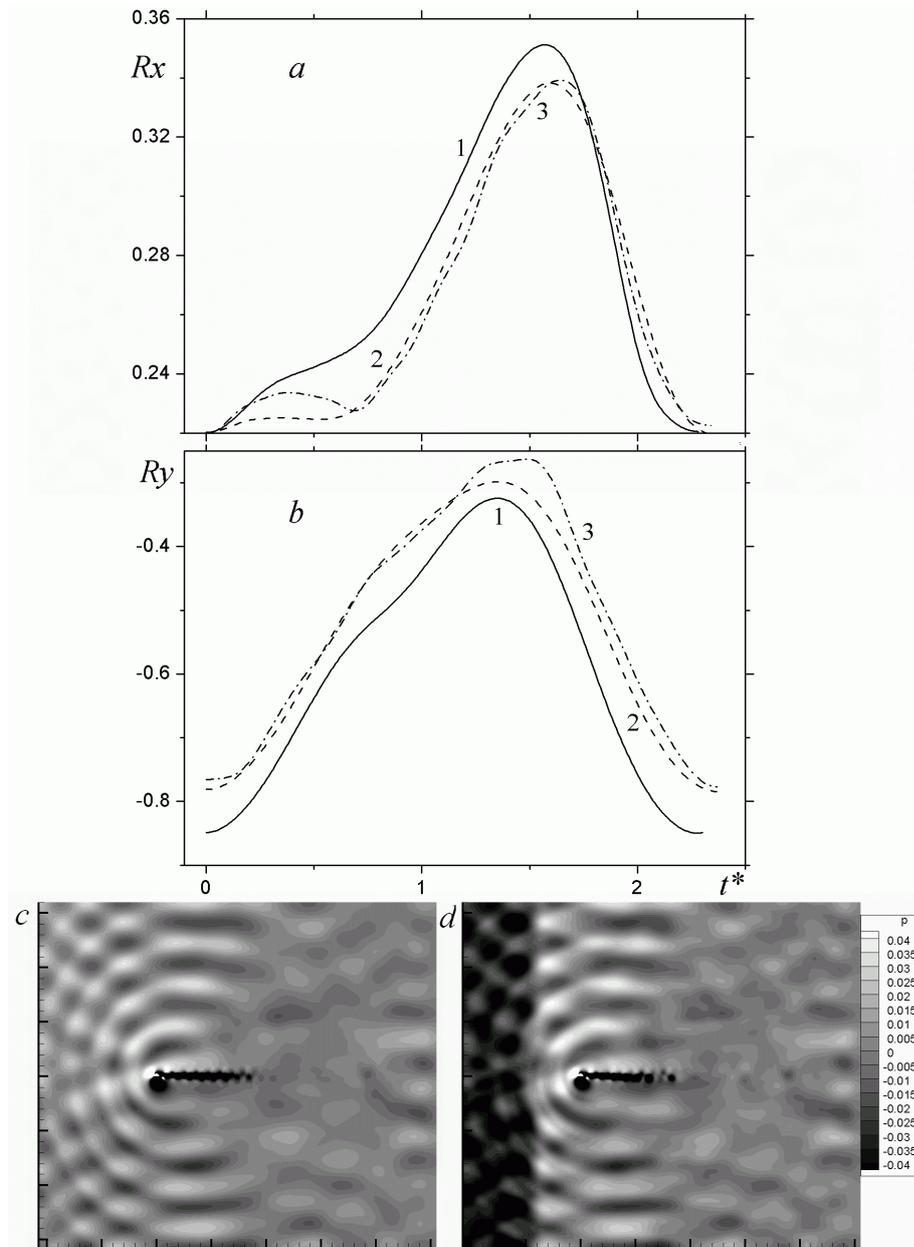


Рис.5.77. Сравнение зависимостей от t^* R_x (a) и R_y (b) на периоде автоколебаний, а также картин изополей статического давления (c,d) в один из моментов времени. c, 1, 2 – VP2/3; d, 3 – Fluent. 1 – сетка H^* , 2,3,c,d – H^*k . $M=0.3$.

На Рис.5.77 и в Таблице 5.14 сравниваются временные зависимости R_x, R_y на периоде их колебаний, а также прогнозы осредненных по времени C_x, C_y вместе с числами St , полученные в расчетах дозвукового обтекания полукругового цилиндра при нулевом угле атаки и числе $M=0.3$ с использованием пакетов VP2/3 и Fluent на многоблочной несколько расширенной сетке H^* и композитной сетке, построенной на основе многоблочной сетки H_{1ak} . Следует подчеркнуть, что сетка H^* несколько более детализирована и измельчена, чем H_{1a} .

Модифицированная MSST2003 с учетом влияния кривизны линий тока в рамках RLI-подхода применяется в пакете VP2/3, модифицированная MSST2003 по по Смирнову – Ментеру используется в пакете Fluent.

Отметим, что применяется процедура SIMPLEC со вторым порядком по времени, а конвективные члены для всех уравнений дискретизируются с ограничителем Ван Лира в пакете VP2/3 и на основе противоточной схемы 2-го порядка для пакета Fluent.

Таблица 5.14

Сравнение осредненных по времени коэффициентов лобового сопротивления и подъемной силы, также числа Струхала на автоколебательном режиме обтекания полукругового цилиндра при $M=0.3$, полученных на разных сетках и пакетах

Пакет	Сетка	C_x	C_y	St
VP2/3	H*	0.548	-1.177	0.435
	H1ak	0.528	-1.059	0.420
Fluent		0.529	-1.021	0.422

Расчет по VP2/3 запускался со вторым порядком интегрирования по времени сразу. Fluent сначала доводился до 10 безразмерных единиц с первым порядком интегрирования, а потом переключался на второй. При старте Fluent сразу со вторым порядком интегрирования по времени начальные волны давления мечутся по всей области почти без затухания и отражаются от границ симметрии, искажая всю картинку течения.

Анализ результатов показывает близость зависимостей $R_x(t^*), R_y(t^*)$ и численных прогнозов C_x, C_y, St , рассчитанных на одинаковых сетках с помощью различных пакетов (Рис.5.77, Таблица 5.14). С помощью МВТ при использовании детализированной многоблочной с наложением сетки H* в пакете VP2/3 получены несколько более точные прогнозы. Однако и они качественно и количественно неплохо согласуются с результатами на композитной несколько грубоватой сетке.

Расчеты сжимаемых течений около полукругового цилиндра обнаружили интересную динамику в полях давления. Возникли осцилляции типа пятен небольшого масштаба. Тщательный анализ их эволюции и отработка визуализации возникающих структур позволили наблюдать волны давления, распространяющиеся от тела и вихревой дорожки, а также их интерференцию с отраженными от границ расчетной области волнами (Рис.5.77, *c, d*). Сравнение результатов расчетов по двум пакетам выявило как несомненное качественное и количественно сходство развивающихся процессов, так и присутствие в моделировании по пакету Fluent имеющей вычислительную природу полосчатой волны постепенно распространяющейся от левой границы области. Такой волны в расчетах по VP2/3 не обнаружено.

5.9.6. Обсуждение некоторых полученных результатов

Объяснение двугорбого поведения R_x на периоде колебаний R_y при $M=0$

Ранее в методической части обращалось внимание на поведение силы лобового сопротивления R_x полукругового цилиндра, которая на периоде автоколебаний имеет два характерных максимума различной величины. Как известно [32], для кругового цилиндра зависимость $R_x(t)$ гармоническая близкая к синусоидальной, причем одному колебанию R_y соответствует два периода колебаний R_x . Причина формирования двугорбого поведения $R_x(t^*)$ объясняется на Фиг.16, где в моменты времени $t^*=0.45, 1.1., 1.45$ и 1.85 , соответствующие $R_x=R_{x_{ext}}$, представлены поля завихренности, эпюры статического давления (на передней стороне максимум p имеет порядок 0.5) и графики $R_x(t)$, $R_y(t)$, построенные на периоде колебаний R_y , начиная с соответствующего $R_y=R_{y_{min}}$ момента времени. На Рис.5.78 красным и синим цветом показана завихренность разного знака.

Для обтекания тела с формированием в следе вихревой дорожки характерно образование попеременно сходящих с верхней и нижней части тела крупномасштабных вихревых структур, которые получаются при развитии и отрыве пограничных и сдвиговых слоев.

Так на Рис.5.78, *a* фиксируется отрыв пограничного слоя, развивающегося на верхней дужке полукругового профиля. В то же время сорвавшийся с основания полукругового цилиндра свернувшийся сдвиговый слой заворачивает перед срывом на тыльную сторону цилиндра, вызывая на контуре мощное разрежение. Как следствие, R_x принимает пиковое максимальное значение. Обращает на себя внимание распределение давления на основании и верхней части цилиндра. В окрестности задней кромки разрежение в присоединенном к основанию вихре несколько падает, что свидетельствует о его поджати. Также немного уменьшается разрежение на верхней части контура цилиндра.

Далее, при $t^*=1.1$ (Рис.5.78,*b*) оторвавшийся в верхней части пограничный слой свертывается в крупномасштабный вихрь, присоединенный к тыльной части контура. В этот момент вихрь снизу отходит от тела, причем на тыльной стороне вблизи задней кромки возникает срывающийся с кромки пограничный слой (жидкий закрылок). Статическое давление в этой зоне подрастает, а лобовая сила R_x принимает минимальной значение. Разрежение на основании в районе задней кромки увеличивается, а на верхней части цилиндра наблюдается примерно одинаковый высокий уровень разрежения, что обуславливает близкую к максимуму подъемную силу R_y .

В следующий рассмотренный момент времени $t^*=1.45$ (Рис.5.78,*c*) вихрь за нижней частью цилиндра сходит в след, а присоединенный к верхней тыльной стороне цилиндра вихрь движется к задней кромке, занимая его место и вызывая повышение разрежения в

тыльной зоне. Как следствие, R_x несколько возрастает, формируя второй горб и двугорбую зависимость от времени в целом. В районе задней кромки вблизи основания происходит нарастание разрежения за счет сворачивания сдвигового слоя в зарождающийся крупномасштабный вихрь. R_y при этом начинается снижаться.

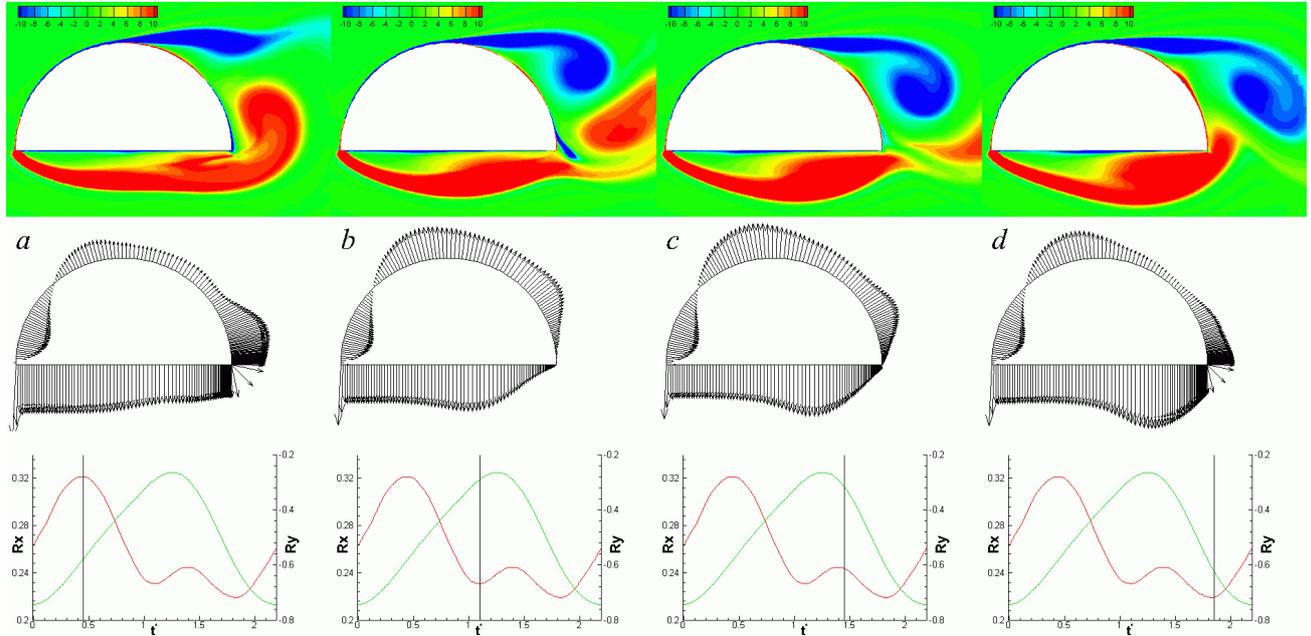


Рис.5.78. Сравнение картин завихренности, эпюр статического давления и силовых нагрузок R_x , R_y на полукруговой цилиндр в моменты времени, соответствующие экстремальным величинам R_x . $a - t^*=0.45$; $b - 1.1$; $c - 1.45$; $d - 1.85$. $M=0$.

И, наконец, при $t^*=1.85$ (Рис.5.78, d) сформированный на верхней части цилиндра вихрь отрывается и при этом резко повышается статическое давление на тыльной стороне. Несмотря на некоторое увеличение разрежения в районе задней кромки при наплыве организованного вблизи основания тела вихря, R_x принимает минимальное значение. Следует отметить, что присоединенный к основанию крупномасштабный вихрь оказывается в этот момент наиболее развитым, причем сформировавшийся в районе задней кромки сгусток завихренности является ядром вихря, который сойдет в след в последующие моменты времени. R_y близок к минимальному.

Таким образом, возникает циклическое изменение лобовой и подъемной сил, действующих на полукруговой цилиндр при автоколебательном режиме обтекания (при $M=0$) и нулевом угле атаки.

Сравнение интегральных и локальных характеристик дозвукового обтекания полукругового и кругового цилиндра при $M=0$

Вызывает интерес сравнение аэродинамических характеристик кругового и полукругового цилиндра в турбулентном периодическом режиме обтекания при числе

Рейнольдса порядка 50000 и $M=0$. На Рис.5.79 представлены спектры осредненных по времени картин течения и распределения C_p по контуру тел, как рассчитанные по различным моделям, так и измеренные в [42,122,98].

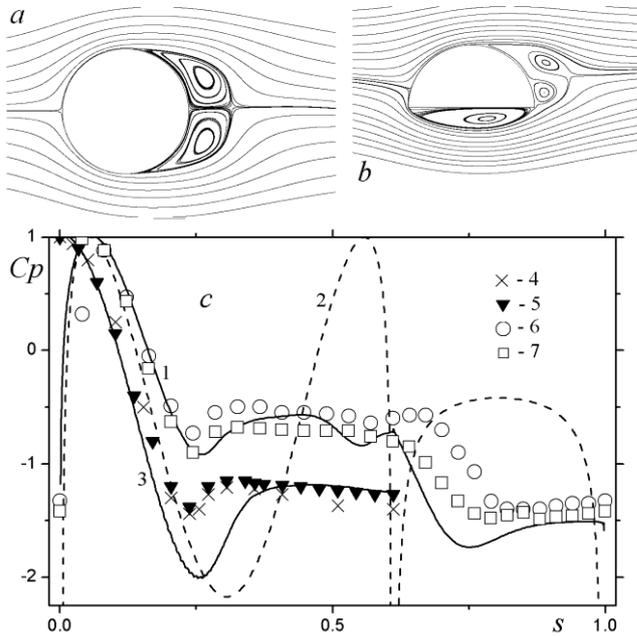


Рис.5.79. Сравнение картин осредненного по времени обтекания кругового (a) и полукругового (b) цилиндра, а также рассчитанных с помощью модели вязкой жидкости (1,3), панельного метода в приближении безотрывного безциркуляционного обтекания (2), и экспериментально измеренных распределений коэффициента давления по контуру полукругового профиля (1,3,6,7) и кругового цилиндра (2,4,5). 4 – [122]; 5 – [98]; 6 – [42]; 7 – данная работа.

Таблица 5.15.

Сравнение интегральных характеристик кругового и полукругового цилиндра при периодическом режиме обтекания

Цилиндр	C_x	C_y	St
Круговой	1.3	0	0.177
Полукруговой	0.512	-1.07	0.450

Очевидно, что при осреднении по времени вихревые дорожки пропадают, и обтекание тел приобретает отрывной характер с присоединенными к контурам вихрями. В случае кругового цилиндра вихри с тыльной стороны цилиндра симметричные, а при несимметричном обтекании полукругового цилиндра помимо двух разновеликих вихрей на тыльной стороне внизу под основанием возникает мощный присоединенный вихрь с точкой отрыва в передней кромке и точкой присоединения в задней кромке цилиндра. Интересно, что в паре вихрей на тыльной стороне полукругового цилиндра верхний вихрь отличается по размерам от присоединенного к контуру в окрестности задней кромки вихря, однако длина отрывной зоны практически не отличается от аналогичной длины ближнего следа за круговым цилиндром.

На графики осредненных по времени распределений коэффициента давления C_p по контурам полукругового и кругового цилиндра (кривые 1,3), определенных в рамках подхода URANS, штриховой линией 2 дополнительно нанесены результаты численных прогнозов стационарного потенциального невязкого обтекания полукругового цилиндра,

полученных с помощью панельного метода [79]. Как видно на Рис.5.79 и 5.78,с, точка торможения набегающего на полукруговой цилиндр потока располагается на передней части тела несколько выше передней кромки и давление в ней близко к скоростному напору, т.е. $C_p=1$. По упрощенной модели получен довольно точный прогноз, как по величине давления, так и по расположению точки торможения, хотя при дальнейшем отходе от точки торможения рассогласование зависимостей $C_p(s)$ увеличивается. Приемлемость упрощенной модели в некоторой степени объясняется сравнением эпюр давления на Рис.5.78 в разные моменты времени, когда на передней части полукругового цилиндра распределения давления оказываются практически неизменными.

Расчет по URANS выполнен с моделью замыкания MSST2003, модифицированной в рамках подхода RLI. Данные из [32] сопоставляются с расчетами на сетке H_r (Таблица 5.13). На верхней части кругового цилиндра с тыльной стороны, как следует из Рис.5.79,с, наблюдается значительно более высокий уровень разрежения, предопределяющий более чем двукратное увеличение коэффициента лобового сопротивления (Таблица 5.15). Также более, чем вдвое, отличаются частоты вихреобразования. Для полукругового цилиндра вихри сходят в след в 2.5 раза чаще.

Влияние сжимаемости на дозвуковое обтекание полукругового цилиндра при изменении числа M от 0 до 0.5

Влияние сжимаемости исследуется на несколько расширенных сетках типа H* в связи с увеличением возмущений в поле давления с ростом числа Маха. Модель MSST2003, модифицированная с учетом влияния кривизны линий тока на вихревую вязкость в рамках подхода RLI, применяется для замыкания URANS при использовании многоблочных вычислительных технологий в пакете VP2/3. Число Маха варьируется от 0 до 0.5. Некоторые результаты расчетов представлены на Рис.5.80 и 5.81.

Как и раньше рассматривается поведение R_x, R_y на периоде колебаний при периодическом обтекании, а также осредненные по времени распределения C_p по контуру полукругового цилиндра и зависимости C_x, C_y от числа Маха. Кроме этого сравниваются моментальные картины полей давления при $M=0.3$ и 0.5 .

Осредненные по времени картины дозвукового периодического обтекания полукругового цилиндра с различных числах Маха представляются на Рис.5.81.

Как уже отмечалось в методическом исследовании, влияние числа Маха на поведение R_x, R_y при малых и умеренных значениях (до 0.15) незначительное. Сохраняется двугорбый характер $R_x(t^*)$. Распределения осредненных по времени $C_p(s)$ весьма близки (кривые 1 и 2 на Рис.5.80,с). Однако по мере роста M несколько увеличивается C_x и понижается C_y (Рис.5.80,д).

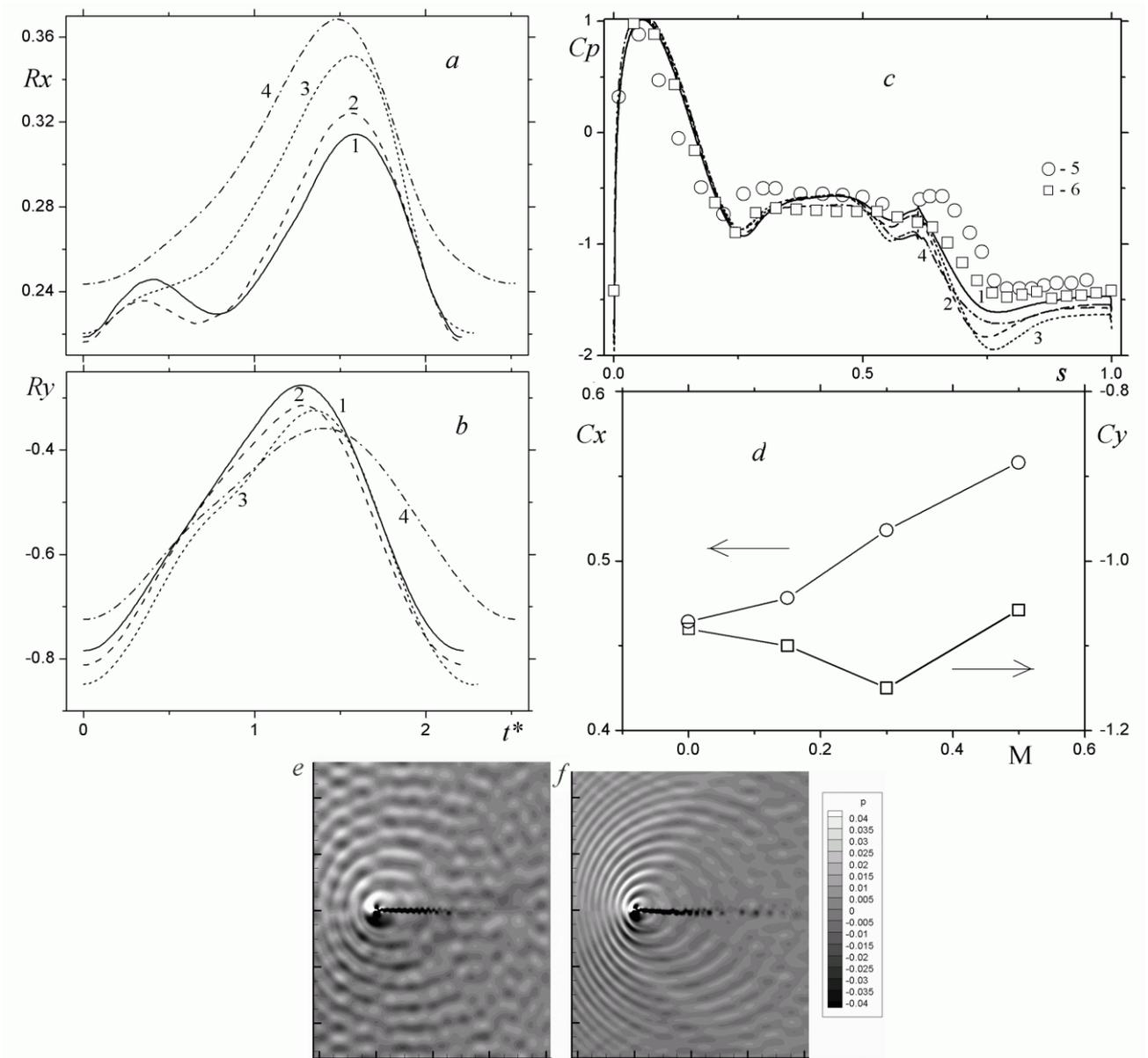


Рис.5.80. Сравнение зависимостей от t^* R_x (a) и R_y (b) на периоде автоколебаний, распределений C_p (c) по контуру полукругового цилиндра, начиная с передней кромки, осредненных по времени на режиме автоколебаний C_x , C_y (d), а также картин полей давления при изменении числа Маха от 0 до 0.5. 1 – $M=0$; 2 – 0.15; 3, e – 0.3; 4, f – 0.5. Экспериментальные данные: 5 – данная работа; 6 – [42].

При $M=0.3$ достигается минимум C_y (Рис.5.80, d), хотя C_x продолжает монотонно возрастать. Постепенно исчезает двугорбый характер в зависимости $R_x(t^*)$. В то же время $R_y(t^*)$ при $M=0-0.3$ довольно близки и C_y оказывается незначительно меньше, чем при низких M .

Переход к числу Маха 0.5 приводит к резкому изменению аэродинамических характеристик. C_x и C_y повышаются. R_x и R_y подчиняются гармоническому закону на

периоде колебаний. Коэффициент давления на основании полукругового цилиндра становится близким к распределению C_p при $M=0$.

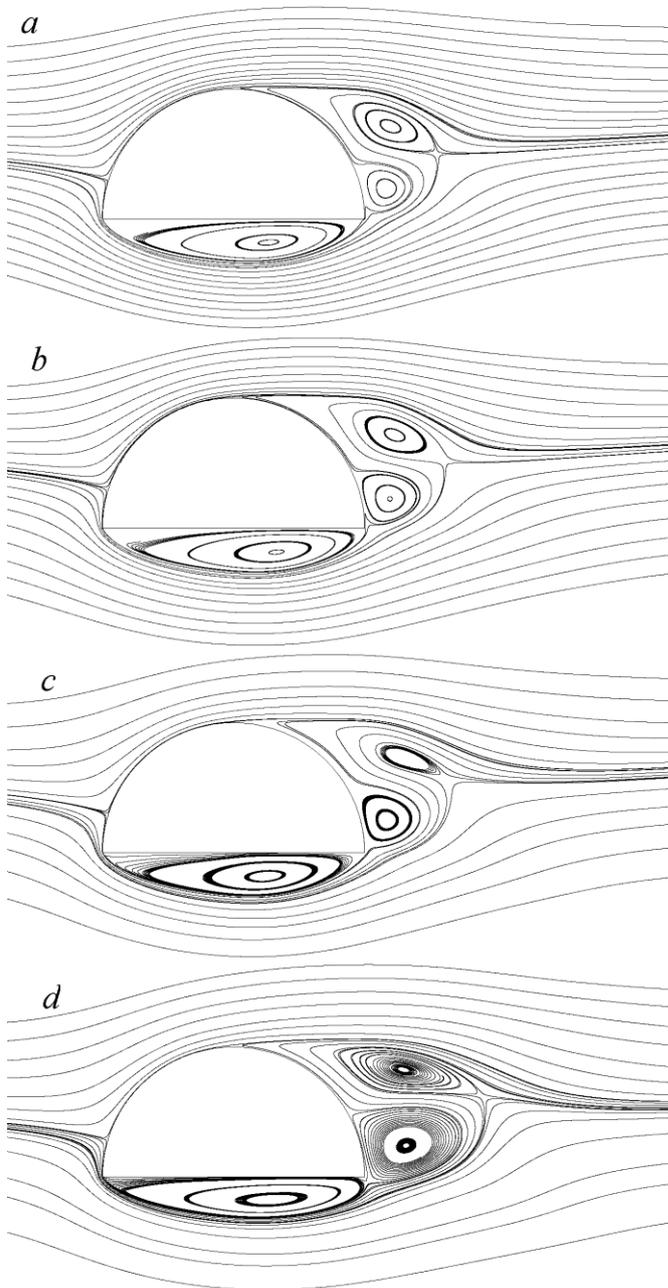


Рис.5.81. Сравнение осредненных по времени картин дозвукового обтекания полукругового цилиндра при числах Маха 0(*a*), 0.15 (*b*); 0.3 (*c*); 0.5(*d*).

Причина такой поведения характеристик вытекает из перестройки осредненной картины обтекания полукругового цилиндра (Рис.5.81). Если при малых и умеренных M вихревые структуры течения весьма близки, то при $M=0.5$ вихри заметно больше по размеру. Особенно разрастается присоединенный к окрестности задней кромки вихрь на тыльной стороне цилиндра. Важно отметить, что этот вихрь и присоединенный к основанию вихрь имеют узкую перемычку, т.е. не являются разъединенными. А это

обстоятельство, как следует из методической части, способствует возрастанию лобового сопротивления и повышению подъемной силы.

И, наконец, сравнение на Рис.5.80,*e,f*, картин полей давления, характеризующих волновые процессы при обтекании тела, показывает, что с увеличением числа Маха от 0.3 до 0.5 волны от полукругового цилиндра и вихревой дорожки становятся более интенсивными и их частота возрастает.

Выводы по п.5.9

1). В дополнение к известным экспериментам [42] измерены поверхностные распределения коэффициента давления на полукруговом цилиндре, размещенном под нулевым углом атаки в рабочей части низкоскоростной аэродинамической трубе Института механики МГУ. Приближение к квазидвухмерному характеру обтекания тела в проведенных экспериментах осуществляется постановкой на модели боковых отсечных шайб.

2). Предложена и детально описана новая четырехпараметрическая модель ζ - a , аналог известной модели (2004) Ханьялича ζ - f , на основе которой в работе получены улучшенные прогнозы. Проанализированы особенности алгоритмов, расчетных методов в пакетах SigmaFlow, VP2/3, Fluent, CFX, Star CCM+ и OpenFOAM. Особое внимание уделяется сравнению сеточных структур, причем наряду с обычными неструктурированными сетками рассматриваются несколько типов многоблочных разномасштабных с наложением структурированных сеток простой топологии и построенных на их основе композитных аналогов, в которых зоны пересечения сеток заменяются неструктурированными вставками, причем доля ячеек структурированных фрагментов преобладает. Многоблочные с наложением сетки представляют ядро многоблочных вычислительных технологий (МВТ) в пакете VP2/3, который является базовым в настоящей работе.

3). Проведено детальное сравнение, в том числе с экспериментальными данными [42] и настоящей работы, результатов методических расчетов обтекания несжимаемой вязкой жидкостью и сжимаемым газом полукругового цилиндра при нулевом угле атаки, числе Рейнольдса порядка 50000 и числе Маха в диапазоне от 0 до 0.3 для различных схемных параметров (сеток различной степени детализации и топологии – Н-и О-типа, схем дискретизации конвективных членов уравнений, порядка точности интегрирования по времени, начальных условий, радиуса скругления), стандартных и модифицированных с учетом кривизны линий тока моделей турбулентности (стандартных версий MSST 1993 и 2003 года, модификаций MSST 2003 года в рамках подходов Роди-Лещинера-Исаева - RLI и Смирнова-Ментера - SM), 4-х-параметрических моделей ζ a , ζ f , шести пакетов

прикладных программ (SigmaFlow, VP2/3, Fluent, CFX, Star CCM+ и OpenFOAM). Показано, что удовлетворительные по точности численные прогнозы получаются на сетках с количеством ячеек порядка 300-500тысяч, пристеночным шагом 10^{-4} хорды, при втором порядке схемы интегрирования по времени и временном шаге порядка 10^{-2} , с измельчением сетки в ближнем следе с шагом 0.025 и длиной выделенного следового участка не менее 20 хорд. Сравнение прогнозов аэродинамических характеристик полукругового цилиндра с использованием схем QUICK и TVD показало, влияние схемы аппроксимации конвективных членов уравнений движения при $M=0$ невелико.

4). Стандартные пристеночные SST-модели во всех рассмотренных пакетах прогнозируют существенно заниженные (до 30%) силовые нагрузки на полукруговой цилиндр, хотя исходная SST-модель 1993 года в отличие от варианта MSST2003 дает несколько лучшие результаты, поскольку с меньшей погрешностью воспроизводит отрывные и вихревые течения. Поправки на кривизну линий тока приводят к значительному снижению уровня вихревой вязкости в ядрах вихрей, интенсификации вихревого течения и способствуют лучшему согласованию численных прогнозов с экспериментальными данными. Подход RLI с полуэмпирической константой $C_s=0.02$ в обратной линейной зависимости от турбулентного числа Ричардсона в корректирующей формуле для определения вихревой вязкости оказывается предпочтительным по сравнению с SM подходом. Также продемонстрировано хорошее согласие прогнозов по модифицированной SST- модели 2003 года в рамках RLI, полученных с использованием различных пакетов (VP2/3 и sigma-flow) и сеток (многоблочных и композитных).

5). При сравнении пакетов SigmaFlow, VP2/3, Fluent, CFX, Star CCM+ и OpenFOAM отмечается большой разброс численных прогнозов $R_x(t^*)$, $R_y(t^*)$, где приведенное время t^* отсчитывается от начала периода колебаний при минимальных значениях сил, а также осредненных по времени C_x , C_y при использовании стандартной MSST2003, одной из базовых в каталогах моделей турбулентности. В особенности, заниженные близкие по величине результаты получены для VP2/3 на многоблочных с наложением сетках и для StarCCM+ на неструктурированной сетке. В то же время применение модифицированных MSST2003 с коррекцией на кривизну линий тока резко улучшило предсказания характеристик, в частности, сильно сблизило прогнозы $R_y(t^*)$. Оказалось, что при совместном использовании с модифицированной MSST2003 в рамках подхода RLI MBT в пакете VP2/3 на многоблочных с перекрытием сетках дает численные прогнозы, мало отличающиеся от прогнозов на композитных сетках.

б). Проведенное методическое сравнение полуэмпирических моделей различного уровня (двухпараметрическая модифицированная по RLI SST-модель 2003 года,

четырёхпараметрические модели ζ - a , ζ - f) показали удовлетворительное согласие результатов, полученных на разных сетках с применением различных пакетов (VP2/3 и sigma-flow). Хорошее качественное и количественное соответствие зависимостей R_x, R_y от времени, а также осредненных по периоду колебаний распределений коэффициента давления и трения по контуру цилиндра свидетельствует о приемлемости модифицированной в рамках RLI SST-модели 2003 года и предлагаемой ζ - a –модели.

7). Совместный анализ картин обтекания полукругового профиля (полей завихренности), эпюр давления и распределений R_x на периоде колебаний R_y позволил объяснить двугорбый характер зависимости R_x от приведенного времени t^* (с отсчетом от времени $C_u=C_{u\min}$). Экстремумы $R_x(t^*)$ обусловлены взаимодействием вихрей, последовательно срывающихся снизу и с верхней дужки, и соответствующих перераспределений областей низкого давления в тыльной части цилиндра.

8). Сравнение распределений коэффициента давления на полукруговом и на круговом цилиндре, рассчитанных при решении осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса с замыканием по SST-модели 2003 года с коррекцией RLI, с добавлением прогнозов по панельному методу в предположении безотрывного безциркуляционного обтекания и различных экспериментальных данных показывает более высокий уровень снижения давления на верхней дужке кругового цилиндра по сравнению с полукруговым аналогом. Однако разрежение в тыльной части кругового цилиндра оказывается примерно одинаковым по уровню статического давления с разрежением на нижней стенке полукругового аналога. Интересно отметить количественное сходство $C_p(s)$ в районе передней критической точки, определенных по моделям турбулентного и потенциального течений.

9). При мере роста числа Маха монотонно растет C_x и падает C_u , достигая минимума при $M=0.3$. Постепенно исчезает двугорбый характер в зависимости $R_x(t^*)$. Переход к числам Маха порядка 0.5 приводит к резкому изменению аэродинамических характеристик. C_x и C_u повышаются. R_x и R_y подчиняются гармоническому закону на периоде колебаний. Коэффициент давления на основании полукругового цилиндра становится близким к распределению C_p при $M=0$. Оказывается, что в ближнем следе вихри становятся заметно больше по размеру. Особенно разрастается присоединенный к окрестности задней кромки вихрь на тыльной стороне цилиндра. Также установлено, что с увеличением числа Маха от 0.3 до 0.5 волны от полукругового цилиндра и вихревой дорожки становятся более интенсивными и их частота возрастает.

6. Анализ обтекания толстых профилей с вихревыми ячейками.

6.1. Сравнение сосредоточенного (щелевого) и распределенного (с поверхности центрального тела) отсоса в вихревых ячейках на примере обтекания модели аппарата ЭКИП [39]

На основе решения уравнений Рейнольдса, замкнутых с помощью скорректированной с учетом кривизны линий тока модели переноса сдвиговых напряжений Менгера, и энергии, с помощью многоблочных вычислительных технологий дан анализ дозвукового обтекания воздухом толстого (37.5%) профиля летательного аппарата ЭКИП (Экология И Прогресс) со щелевым отсосом в вихревых ячейках в сравнении с распределенным (с поверхности центрального тела) отсосом при фиксированных суммарном коэффициенте объемного расхода 0.02121 и числе Рейнольдса 10^5 в диапазоне изменения числа Маха от 0 до 0.4. Обнаружено значительное (до 10 раз) снижение лобового сопротивления, определенного с учетом энергетических потерь, и кардинальное (на порядок) увеличение аэродинамического качества толстого профиля с вихревыми ячейками, достигающее до 160.

Проект летательного аппарата (ЛА) интегральной компоновки [125] инициировал комплексные численные и физические исследования [78,89] по управлению обтеканием различных объектов с помощью встроенных в контур вихревых ячеек (ВЯ). Для обеспечения близкого к безотрывному обтекания толстого 37.5% профиля на его тыльной стороне располагаются четыре разновеликих эллиптических каверны, а с поверхности размещенных внутри них эллиптических центральных тел (ЦТ) производится отсос с помощью двигательной установки ЛА. В [78] показано, что при умеренной, постоянной по контуру ЦТ скорости отсоса (V_n порядка 5% от скорости невозмущенного потока U) в ВЯ интенсифицируются циркулирующие потоки и по мере увеличения числа Рейнольдса, определенного по скорости невозмущенного потока U и хорде L , обтекание толстого профиля под нулевым углом атаки становится близким к безотрывному, что предопределяет рост коэффициента подъемной силы C_y до величин порядка 2.4 (при Re порядка 10^6). Для учета вклада энергетических затрат в лобовое сопротивление профиля C_{xint} с активными ВЯ предложены приближенные оценки дополнительного сопротивления C_{xadd} . В случае отсоса с ЦТ C_{xadd} определяется через мощность, потребную для поддержания расхода жидкости, вычисленную в предположении об удалении воздуха в зону с относительным нулевым давлением. Учитывая, что на профиле размещаются четыре ячейки, получаем

$$C_{xadd} = 4 N_q / (1/2 \rho U^3 L) = 2 \sum p_{cpi} C_{qi},$$

где ρ - плотность жидкости; N_q - мощность, потребная для поддержания расхода жидкости через ЦТ в ВЯ; $p_{срi}$ - средняя величина статического давления (отнесенного к удвоенному скоростному напору) на поверхности ЦТ в ячейке; C_{qi} - коэффициент расхода через ЦТ в ячейке; i - номер ВЯ, изменяющийся от 1 до 4. В результате определяется зависимость $C_{xint}(Vn)$, где $C_{xint} = C_x + C_{xadd}$ - скорректированный с учетом энергетических затрат коэффициент лобового сопротивления профиля с ВЯ. Описанный подход обоснован в [26] при решении задачи обтекания цилиндра с симметричными круговыми ВЯ и щелевыми каналами, отводящими воздух в центральный канал с вентилятором. В [60] обнаружен ранний кризис сопротивления толстого профиля с ВЯ (при числах Маха порядка 0.45). Увеличить диапазон критических чисел Маха удастся, уменьшая толщину профиля [40].

Целью исследования является численное обоснование преимущества щелевого отсоса в встроенных в толстый профиль летательного аппарата ЭКИП вихревых ячейках по сравнению с распределенным отсосом с поверхностей расположенных в ячейках центральных тел при изменении числа Маха от 0 до 0.4, которое выражается в значительном снижении (на порядок) лобового сопротивления и многократном увеличении аэродинамического качества несущей поверхности.

Объект исследования - толстый профиль с ВЯ при нулевом угле атаки и фиксированном (автомодельном, как следует из [78] числе Рейнольдса 10^5 (рис.6.1, *a-c*). Конфигурация профиля рассматривается со слегка скругленными носовой и кормовой кромками, а скорость отсоса Vn в базовом варианте с поверхности ЦТ задается равной 0.05 в долях U . Для щелевых отсосов в ВЯ задаются соответствующие базовым коэффициенты расхода C_q , причем суммарный $C_q=0.02121$. Также в качестве масштабов обезразмеривания принимаются плотность потока и длина хорды профиля L .

Контур обтекаемого тела составлен из верхней дуги окружности, радиус которой равен 0.577, и двух нижних дуг радиуса 0.175, соединенных отрезком прямой линии с координатой $y=-0.0866$. Радиус скругления передней и задней кромок равен 0.05. Дуговая координата центра окна первой ячейки - 0.685. Длина окна 0.0834. Ячейки эллиптической формы (рис.6.1, *b*) с продольной и поперечной полуосями $a_x= 0.0584$ и $a_y=0.5a_x$ заглублены в контур толстого профиля на расстояние $y_o=0.7a_y$. Радиус скругления кромки ячейки - 0.001. В центрах ячеек располагаются центральные тела эллиптической формы с полуосями $0.5a_x$ и $0.25a_x$. Остальные три ячейки топологически идентичны первой с дуговыми координатами - 0.861; 0.992; 1.107, размерами окон - 0.0696; 0.0556; 0.0417. Продольные полуоси эллиптических ячеек - 0.0487; 0.0389; 0.0292, радиусы скругления кромок - 0.00084; 0.00067; 0.00051.

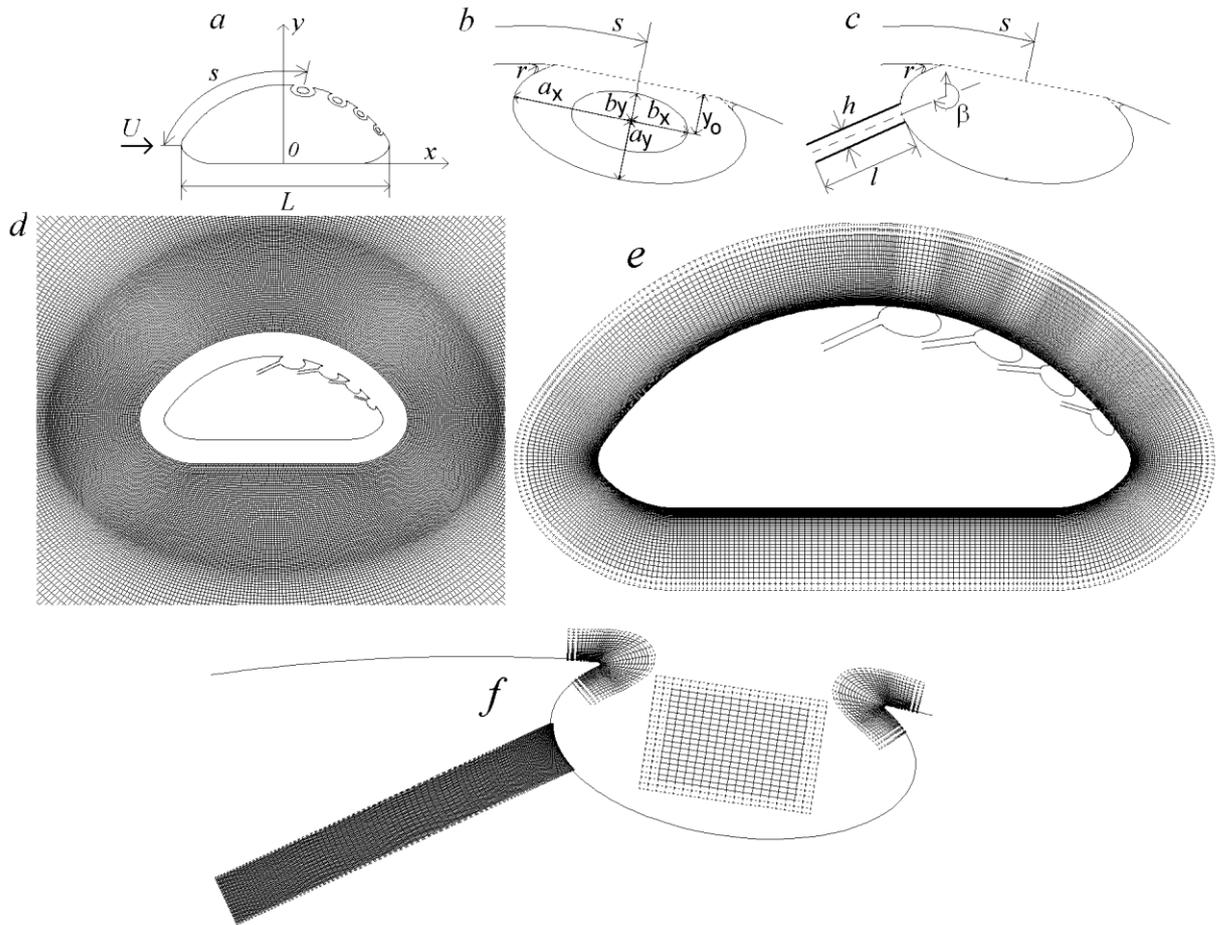


Рис.6.1. Экиповский профиль с базовыми вихревыми ячейками при наличии центральных тел (а), эллиптическая форма вихревой ячейки со скругленными острыми кромками и с центральным телом (b) и щелевым каналом (с), фрагменты многоярусной сетки около профиля вдали (d) и около (e) контура, а также “заплатка” в центральной части первой ячейки, сетки щелевого канала и в окрестностях скругленных кромок (f).

Рассматривается плоское стационарное равномерное движение воздуха в цилиндрической расчетной области. Ее центр совпадает с началом декартовой системы координат x, y (рис.6.1). Внешняя граница расчетной области удалена на большое (38.62 хорды) расстояние от тела. На входной части границы параметры потока фиксируются. На выходной части границы задаются мягкие граничные условия (условия продолжения решения). Параметры турбулентности на входе в область выбираются также как и при решении задачи о течении несжимаемой вязкой жидкости [78]: степень турбулентности внешнего потока задается на уровне, характерном для аэродинамических труб, $Tu_\infty=1.5\%$, а масштаб турбулентности принимается L . На омываемых теплоизолированных поверхностях выполняется условие прилипания. В набегающем потоке число Рейнольдса Re фиксируется и равняется 10^5 , а число Маха M варьируется от 0 до 0.4. Число Прандтля для воздуха – 0.7, а турбулентное число Прандтля принимается равным 0.9.

Трехъярусная расчетная сетка окружает профиль. Прилегающий к контуру кольцевой слой толщиной 0.13 содержит 51 узел в поперечном направлении. От носка профиля до первой вихревой ячейки располагается 121 узел, на самих ячейках – 16 узлов, между ними – 26 узлов, от последней ячейки до передней кромки профиля – 201 узел. Размер шага сетки у поверхности – 0.0002. Второй и третий кольцевые слои толщиной 3 и 35 содержат 101 и 41 узел в радиальном направлении и 421 узел по окружной координате.

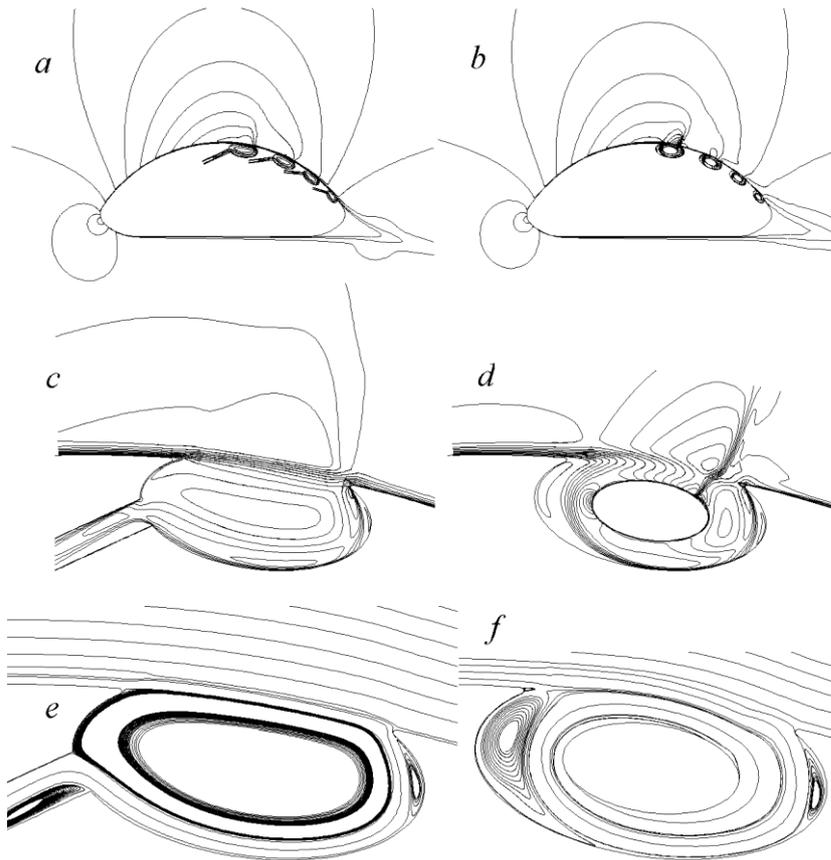


Рис.6.2. Сравнение нанесенных с шагом 0.1 картин изомахов при обтекании сжимаемым газом (при $M=0.4$ и $Re=10^5$) толстого профиля с вихревыми ячейками со щелевым (a,c) и распределенным (b,d) отсосом, картин изомахов (c,d) и вихревых структур (e,f) в окрестности первой вихревой ячейки.

Каждая вихревая ячейка покрывается индивидуальной внешней сеткой, прилегающей к ее окну. Вертикальные размеры всех подобластей – 0.1, число узлов по нормали к стенке – 51, а величина пристеночного шага – 0.0005. Расчетные узлы располагаются со сгущением в окрестности кромок. Прикромочный шаг принимается равным 0.001. Внутри каждой вихревой ячейки выстраивается цилиндрическая сетка со сгущением узлов к ее стенкам (пристеночный шаг – 0.0002), а также в окрестности острых кромок (минимальный шаг – 0.001). Центр ВЯ покрывается прямоугольной «заплаткой», а зоны передней и задней кромок вихревых ячеек – криволинейными сетками мелкого масштаба подобно тому, как это делается в [78].

Расчет турбулентного обтекания сжимаемым вязким газом толстого профиля с ВЯ проводится с помощью модифицированного пакета VP2/3, в котором разработанные

многоблочные вычислительные технологии используются для решения стационарных уравнений сохранения массы, энергии и осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса, замкнутых уравнениями модели переноса сдвиговых напряжений 2003 года, скорректированной с учетом влияния кривизны линий тока в рамках подхода RLI. Анализ картин изомахов при обтекании профиля со щелевым и распределенным отсосом, а также вихревых структур в сочетании с экстремальными параметрами потока в первой ВЯ (рис.6.2, таблица 6.1) показывает, что наличие ЦТ в ВЯ не только видоизменяет картину течения внутри ячейки, но и интенсифицирует его. Интересно отметить возникновение на спинке толстого профиля с ЦТ в ВЯ скачка уплотнения при $M=0.4$, проникающего внутрь ВЯ. Скорости циркулирующего потока намного превосходят характерную скорость U , причем наибольшие величины минимальных вертикальных составляющих скорости v_{min} оказываются близкими для обоих рассматриваемых случаев.

Таблица 6.1

Сравнение экстремальных локальных характеристик течения в случае щелевого и распределенного (*) отсосов в ВЯ

M	u_{min}	v_{min}	v_{max}
0.01	-1.277	-1.443	0.969
0.01*	-1.630	-1.336	2.218
0.15	-1.283	-1.461	0.977
0.15*	-1.675	-1.356	2.314
0.30	-1.297	-1.575	0.977
0.30*	-1.847	-1.500	2.765
0.40	-1.296	-1.793	0.969
0.40*	-1.889	-1.830	2.731

Отсутствие загромождения ВЯ в случае щелевого отсоса предопределяет качественно иное поведение и количественное различие лобового сопротивления профиля с ячейками с ростом числа Маха (кривые 3 и 4 на рис.6.3, а). Если в первом случае C_x монотонно снижается, то во втором случае несколько подрастает. Как видно из таблицы 6.2, C_x профиля со щелевыми отсосами в ВЯ отрицательный, т.е. на профиль действует тянущая сила, причем она слабо зависит от M , а вот C_x ВЯ положительный и довольно существенно понижается с ростом M . Дополнительное лобовое сопротивление C_{xadd} , связанное с энергетическими затратами, оказывается близким для обоих вариантов (кривые 5 и 6), хотя и несколько меньше в случае щелевого отсоса. Как следует из поведения суммарных характеристик C_x (кривые 1,2) присутствие ЦТ в ВЯ резко увеличивает лобовое сопротивление ячеек. Так при $M=0.4$ C_x для базового варианта профиля в десять раз выше, чем для варианта со щелевыми отсосами. Поскольку C_y

близки для обоих вариантов, то разница в аэродинамическом качестве профилей кардинальная и доходит до десяти раз при $M=0.4$, составляя $K=160$ для щелевого отсоса.

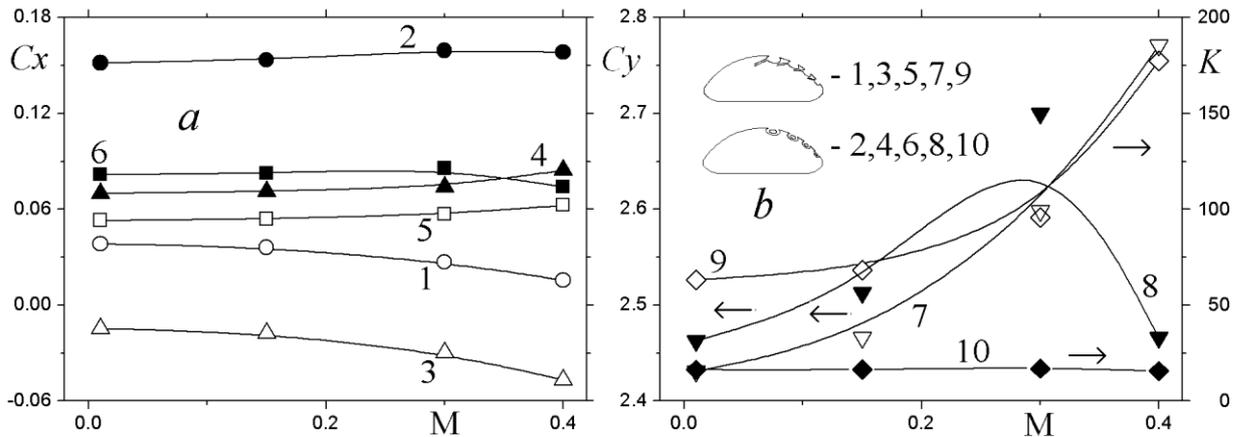


Рис.6.3. Сравнение зависимостей от числа Маха коэффициентов лобового сопротивления C_x (1-6), подъемной силы C_y (7,8) и аэродинамического качества K (9,10) для толстых профилей с вихревыми ячейками без (1,3,5,7,9) и с (2,4,6,8,10) центральными телами. 1,2 – рассчитанные C_x ; 3,4 – оценка дополнительного C_x с учетом энергетических затрат; 5,6 – суммарный C_x .

Таблица 6.2

Сравнение интегральных силовых характеристик, действующих на профиль (pr) и вихревые ячейки (vc) для щелевого и распределенного (*) отсоса в ВЯ

M	C_{xpr}	C_{xvc}	C_{xp}	C_{xf}	C_{ypr}	C_{yvc}
0.01	-0.1827	0.1757	-0.02545	0.01085	1.887	0.5215
0.01*	-0.1856	0.2554	0.05911	0.01077	1.881	0.5822
0.15	-0.1839	0.1736	-0.02855	0.01090	1.912	0.5325
0.15*	-0.1890	0.2601	0.06023	0.01090	1.918	0.5956
0.30	-0.1890	0.1657	-0.04077	0.01107	2.007	0.5730
0.30*	-0.2026	0.2766	0.06190	0.01207	2.051	0.6491
0.40	-0.1900	0.1481	-0.05837	0.01148	2.112	0.6461
0.40*	-0.1627	0.2472	0.07015	0.01438	1.833	0.6324

6.2. О рациональном расположении вихревой ячейки на спинке профиля на примере обтекания геттингеновского профиля [63]

На основе решения уравнений Рейнольдса, замкнутых с помощью скорректированной с учетом кривизны линий тока модели переноса сдвиговых напряжений Ментера 2003года в рамках подхода RLI, и уравнения энергии рассчитано турбулентное дозвуковое ($M=0.05$) обтекание воздухом толстого 24% геттингеновского профиля под углом атаки 5° при варьировании положением малоразмерной (порядка 10% хорды) эллиптической вихревой ячейки с распределенным (со стороны центрального тела) фиксированным отсосом ($C_q=0.007$). Обнаружено двукратное уменьшение C_x , трехкратное увеличение C_y и примерно пятикратное повышение аэродинамического качества профиля с

оптимальным расположением вихревой ячейки по сравнению с гладким вариантом при $Re=10^5$.

Проблема совершенствования аэродинамических характеристик (АДХ) несущих поверхностей воздушных судов, в особенности на этапах взлета-посадки, наиболее важных для обеспечения безопасности полетов, продолжает привлекать внимание аэродинамиков [74]. Рассматриваемые режимы движения характеризуются невысокими скоростями полета (т.е. малыми числами Маха), в тоже время на них требуется обеспечить высокую подъемную силу и аэродинамическое качество. Поэтому в последние годы проявляется повышенный интерес к обтеканию толстых профилей, для улучшения обтекания которых в их контурах располагаются вихревые ячейки с распределенным (со стороны центральных тел) и сосредоточенным (щелевым) отсосом для интенсификации циркулирующих в них потоков. Обоснование концепции вихревых ячеек с распределенным отсосом проведено в [78], причем рассматриваемый подход к управлению обтеканием тел связан не с отсосом пограничного слоя на несущей поверхности, а с созданием циркуляции в вихревых ячейках, названной суперциркуляцией. Оценка дополнительного сопротивления, обусловленного энергетическими затратами (на отсос), введена в [78] и там же детально рассмотрены режимы несжимаемого обтекания толстого профиля аппарата ЭКИП при варьировании числом Рейнольдса и углом атаки. В [41] проведено численное исследование несжимаемого обтекания 35.2% геттингеновского профиля с четырьмя вихревыми ячейками при различных углах атаки, а также проведено его сопоставление с профилем ЭКИП. Несущие поверхности с одной вихревой ячейкой рассмотрены в [86,89,90,105,40], причем акцент делается на экспериментальном изучении влияния ячейки на обтекание [86,89,90,105] и на расширении диапазона критических чисел Маха при умеренных толщинах профиля на примере 20% профиля MQ со щелевым отсосом в вихревой ячейке [40].

В задачу данной работы входило численное обоснование увеличения подъемной силы и повышения аэродинамического качества 24% геттингеновского профиля на основе анализа влияния расположения малоразмерной эллиптической вихревой ячейки с аналогичным внутренним центральным телом при фиксированном коэффициенте отсоса 0.007 (примерно как в [86]) на характер турбулентного обтекания и аэродинамические характеристики профиля при угле атаки 5° , числах Маха и Рейнольдса 0.05 и 10^5 соответственно.

Постановка задачи. Рассматривается стационарное турбулентное обтекание несжимаемой вязкой жидкостью толстого (24%) геттингеновского профиля традиционной

формы с расположенными на верхней дужке вихревыми ячейками (Рис.6.4,*a*). По постановке данная задача мало отличается от аналогичной для экиповского профиля [78,42]. Центр декартовой системы координат x, y выбирается в середине нижней дужки профиля. В качестве параметров обезразмеривания задаются длина хорды L и величина скорости набегающего потока U . Число Рейнольдса, как и в [78], выбирается равным 10^5 , а угол атаки $\alpha = 5^\circ$. Как следует из [78], при заданном числе Рейнольдса аэродинамические характеристики экиповского профиля с вихревыми ячейками близки к асимптотическим величинам.

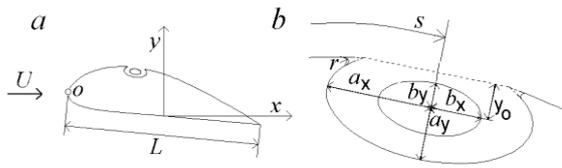


Рис.6.4. Геттингеновский профиль толщиной 0.24 с вихревой ячейкой (*a*), эллиптическая форма вихревой ячейки со скругленными острыми кромками, вмонтированной в толстый профиль (*b*). O – точка отчета координаты s по длине контура

Вихревая ячейка (Рис.6.4,*b*) представляет собой каверну эллиптической формы с размерами полуосей a_x и a_y с размещенным в них центральными телами такой же эллиптической формы с полуосями b_x и b_y . Радиус скругления кромки каверны обозначается r . Принимается, что $b_x=0.5a_x$, $a_y=0.5a_x$, $b_y=0.5b_x$. Положение ячейки задается с помощью дуговой координаты s и размером локального заглубления ее центра по отношению к “окну” y_0 ($y_0=0.35a_x$). a_x задается равным 0.0584, а r – 0.001012. Величина s варьируется от 0.2 до 0.7. Коэффициент массового расхода через центральное тело c_q составляет 0.007.

Границы прямоугольной расчетной области с размерами 55.19×21.82 располагаются на значительном удалении от профиля. Расстояние от центра системы координат до входа составляет 11.14, а до верхней границы – 10.91. На входе расчетной области задаются фиксированные граничные условия, соответствующие равномерному течению в рабочей части аэродинамической трубы. Степень турбулентности потока принимается равной 1.5%, а масштаб турбулентности – 1, т.е. длине хорды. На выходных границах задаются так называемые “мягкие” граничные условия (продолжение решения, следуя квадратичной экстраполяции). На твердых поверхностях ставится условие прилипания, а турбулентные характеристики рассчитываются, следуя подходу в [78].

Расчетная сетка и схемные параметры. Многоблочная сетка около толстого профиля с вихревыми ячейками включает в себя, прежде всего, прямоугольную сетку, покрывающую рассматриваемую расчетную область и содержащую 119×74 расчетную ячейку. Эта довольно грубая сетка с минимальным шагом 0.1. Для перехода к C-сетке,

окружающей профиль, вводится промежуточная прямоугольная сетка в подобласти с размерами 4.2×2.07 (с удалением передней границы от начала координат на расстояние 1.14). Эта сетка содержит 95×42 ячеек с одинаковыми шагами по координатным направлениям, равными 0.05. Размеры подобласти и густота сетки вполне достаточные для отображения отрывных зон около профиля. Внутри подобласти располагается C-образная сетка, построенная вокруг профиля и содержащая 357×38 ячеек. Она покрывает полосу шириной 0.4, которая продолжается на расстояние 1.5 за профилем ниже по потоку. Пристеночный шаг задается равным 10^{-4} .

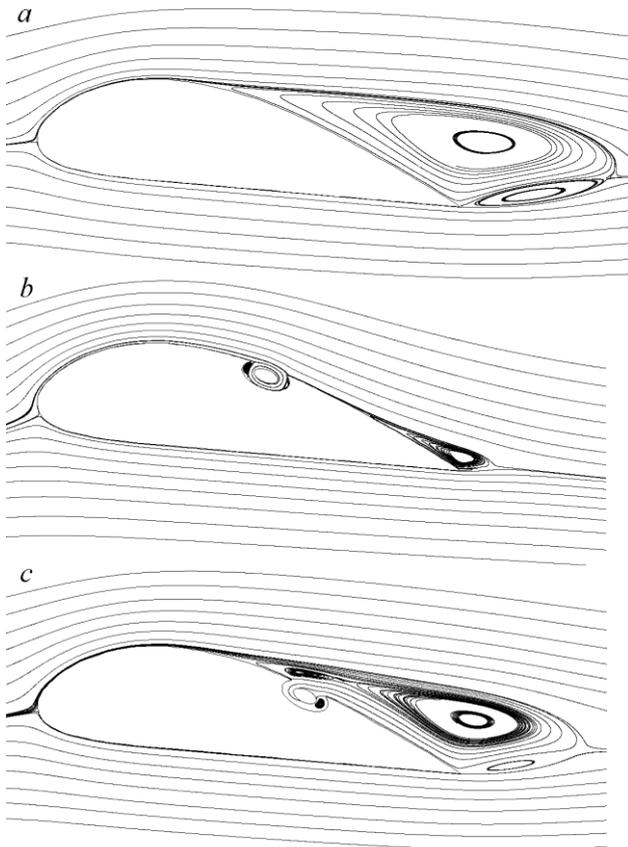


Рис.6.5. Картины линий тока около 24% геттингеновского профиля (а), в том числе с вихревыми ячейками при $s=0.6$ (b) и 0.7 (c).

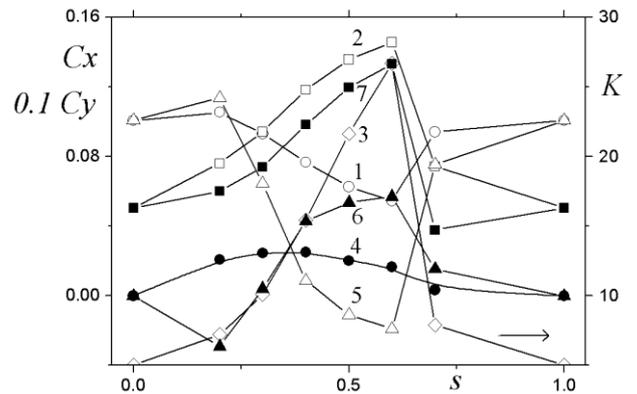


Рис.6.6. Влияние расположения вихревой ячейки на C_x (кривая 1), C_y (2), аэродинамическое качество K (3), дополнительное сопротивление, обусловленное энергетическими затратами (4), C_x профиля (5), C_x вихревой ячейки (6), C_y профиля (7).

Для повышения точности описания вихревого течения в окрестности окон каверн вводится прилегающая к ней криволинейная трехчастная сетка, содержащая 75×35 ячеек. Ее левые и правые фрагменты являются цилиндрическими сетками, состыкованными с поверхностью профиля, а центральная часть непосредственно над окном каверн

представляет собой косоугольную сетку с нижней и верхней прямолинейными образующими. Толщина сеточных слоев равна 0.05, а пристеночный шаг – 10^{-4} .

Кольцевой канал между контуром каверны вихревой ячейки и поверхностью центрального тела разбивается цилиндрической сеткой, содержащей 120×43 ячеек. Сеточные узлы сгущаются вблизи твердых поверхностей, а также в районах кромок каверн. Пристеночные шаги принимаются равными 10^{-4} . Важно отметить необходимость корректного отображения особенностей течения в окрестности скругленных острых кромок, где размещаются специальные мелкомасштабные сеточные структуры, содержащие по 47×25 ячеек.

На рис.6.5 показаны некоторые из полученных результатов по перестройке картины обтекания при достижении критического (оно же оптимальное) положения вихревой ячейки на профиле. На рис.6.6 представлены интегральные характеристики профиля с вихревыми ячейками при варьировании дуговой координаты центра окна ячейки.

Выводы.

1). Вихревая ячейка эллиптической формы с линейным размером порядка 10% хорды с фиксированным равномерным отсосом с поверхности центрального тела ($C_q=0.007$) улучшает аэродинамические характеристики 24%-го геттингеновского профиля под углом атаки 5° в дозвуковом воздушном потоке с $Re=10^5$ при любом ее размещении на верхней дужке.

2). Обнаружено оптимальное размещение вихревой ячейки на тыльной стороне профиля, при котором подъемная сила и аэродинамическое качество максимальны, а сопротивление с учетом энергетических потерь минимально, при значении дуговой координаты центра окна ячейки, отсчитанной от носка профиля, равном 0.6. Обтекание профиля в этом случае близко к безотрывному.

3). Минимальное аэродинамическое сопротивление 24%-го геттингеновского профиля с вихревой ячейкой оказывается примерно вдвое меньше сопротивления гладкого профиля, максимальная подъемная сила в три раза (C_u порядка 1.5), а максимальное аэродинамическое качество в пять раз (порядка 27) превышают соответствующие характеристики штатного образца при угле атаки 5° , $M=0.05$ и $Re=10^5$.

4). Существует критическое положение вихревой ячейки на верхней дужке геттингеновского профиля, за которым она не работает и реализуется отрывной режим, близкий к обтеканию гладкого профиля.

5). При близких к оптимальным расположениям вихревой ячейки на профиль действует тянущая сила и его C_x отрицательный, в то же время лобовое сопротивление вихревой ячейки максимальное и его величина превосходит по абсолютной величине C_x профиля.

б). Коэффициент дополнительного сопротивления, обусловленный энергетическими затратами, максимален при расположении ячейки на передней стороне профиля, т.е. $s < 0.5$, причем его величина не превышает 40% от величины минимального C_x профиля с вихревой ячейкой.

6.3. Анализ рационального размещения щелевого отсоса на контуре вихревой ячейки [47]

На основе использования многоблочных вычислительных технологий и модифицированной с учетом влияния кривизны линий тока модели переноса сдвиговых напряжений обосновано оптимальное расположение щелевого отсоса на подветренной стороне контура вихревой ячейки с целью придания толстому профилю NASA0022 максимального аэродинамического качества при угле атаки 7° и числе Маха невозмущенного потока 0.05.

Интерес к аэромеханике толстых профилей с вихревыми ячейками во многом обуславливается необходимостью обоснования проектов перспективных летательных аппаратов интегральной компоновки, объединяющей фюзеляж и несущие поверхности. В [41] проанализировано обтекание несжимаемой жидкостью толстого геттингеновского профиля. Сравнение с профилем ЭКИП показало, что на умеренных углах атаки порядка 10° традиционный профиль обладает несколько большей подъемной силой (на 32-35%) при том же аэродинамическом качестве с фиксацией суммарного C_q .

В [39] сопоставлены различные способы отсоса в вихревых ячейках профиля ЭКИП: распределенный, с поверхности центральных тел и сосредоточенный, щелевой. Оказалось, что для умеренных числах Маха порядка 0.4 аэродинамическое качество профиля при щелевом отсосе более чем в пять раз выше по сравнению с распределенным отсосом.

В [40] представлено расширение диапазона критических чисел Маха (до 0.6) для профиля MQ толщиной 20% [86] с одной вихревой ячейкой со щелевым отсосом, круговая форма которой обоснована в [89]. А в [63] определено оптимальное положение такой же круговой вихревой ячейки на толстом геттингеновском профиле, для которого C_u и K максимальны.

Здесь решается задача оптимизации щелевого отсоса на контуре вихревой ячейки на примере обтекания толстого профиля NASA0022 с круговой ячейкой при фиксированном коэффициенте объемного расхода при отсосе $C_q=0.007$ (аналогично [63]) на характер турбулентного обтекания и аэродинамические характеристики профиля при угле атаки 7° , числах Маха M и Рейнольдса Re , равных 0.05 и 10^5 соответственно.

Рассматривается стационарное турбулентное обтекание несжимаемой вязкой жидкостью толстого профиля традиционной формы с расположенной на верхней дужке

вихревой ячейкой (рис.6.7). По постановке данная задача мало отличается от аналогичной для экиповского профиля [78,42]. Центр декартовой системы координат x, y выбирается в середине хорды профиля NACA0022. В качестве параметров обезразмеривания задаются длина хорды L и величина скорости набегающего потока U .

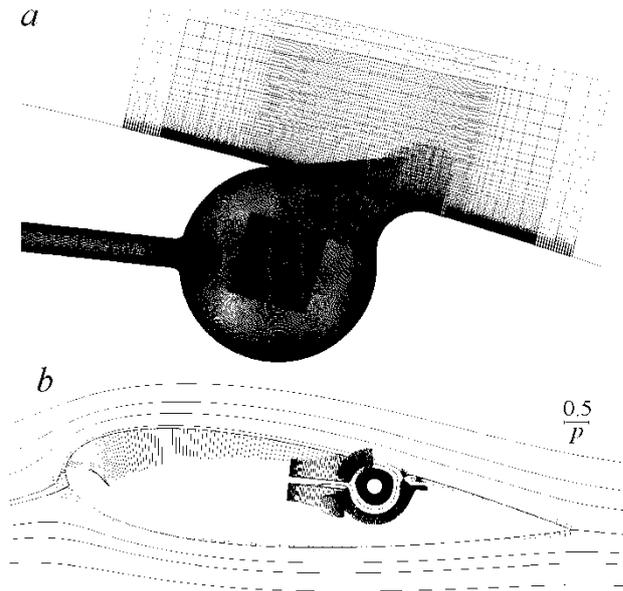


Рис.1. Многоблочные сеточные структуры в ареале круговой вихревой ячейки на контуре толстого профиля NACA0022 со щелевым отсосом (а) и спектр обтекания профиля с вихревой ячейкой с наложенными эпюрами статического давления p (б)

Вихревая ячейка представляет собой каверну круговой формы диаметром 0.1. Координата передней кромки (0.1; 0.07). Радиус скругления задней кромки – 0.022. Положение ячейки определяется размером локального заглубления ее центра по отношению к “окну” y_0 ($y_0=0.047$). Координата x центра ячейки – 0.01. Положение отводящего щелевого канала (рис.1) определяется дуговой координатой s , измеряемой по контуру от передней кромки до центра входного сечения. Величина s варьируется от 0.05 до 0.22. Ширина канала – 0.015, длина канала – 0.12, радиус скругления на входе в него – 0.005.

Вводится многоблочная система структурированных с наложением сеток различной топологии, близких к ортогональным. Шаги сеток у задней кромки – 0.01, в носке снизу – 0.005, в носке сверху – 0.02, в районе вихревой ячейки – 0.01, у стенки – 10^{-4} . Базовая декартовая сетка разбивается на 124×74 ячеек и охватывает область протяженностью от -11.4 до 44.6 по поточной координате и от -11.2 до 11 поперек нее. Шаги сетки в окрестности профиля в продольном и поперечном направлениях – 0.1. Сетка служит для дискретизации расчетной области с удалением на значительное расстояние проточных границ. На входной границе задаются фиксированные условия: характерная продольной скорость потока $u=1$ и нулевая вертикальная компонента $v=0$, энергия турбулентности равна 1.5×10^{-6} , а ее масштаб – 1. На остальных проточных границах ставятся мягкие граничные условия.

Вспомогательная декартова сетка накладывается на профиль и служит для перехода от крупномасштабной базовой сетки к мелкомасштабным сеткам около профиля. Она содержит 98×43 ячеек и покрывает подобласть протяженностью от -1.4 до 4.52 по потоку и от -1.01 до 1.05 поперек него. Шаги в окрестности профиля – 0.05. Около профиля строится С-сетка, согласованная с ним. Она содержит 394×51 ячеек и покрывает подобласть с размером по нормали к профилю 0.4. Следовая часть имеет удлинение 1.

Канал с вентилятором содержит 74×113 ячеек, собственно ячейка О-типа – 522×84 , квадратная заплатка на центральную зону – 103×106 и внешняя сетка над окном ячейки – 122×65 (рис.6.7,*a*). Суммарное количество ячеек в расчетной области составляет примерно 100 тысяч.

На рис.6.7-6.9 представлены некоторые из полученных результатов. Прежде всего следует отметить, что положение вихревой ячейки выбрано таким образом, чтобы при любой ориентации отводящего щелевого канала обтекание толстого профиля НАСА0022 носило безотрывный характер (рис.1, *b*). Анализ эпюр статического давления p показывает, что внутри вихревой ячейки и, в особенности, в отводящем канале реализуется довольно высокий уровень разрежения одного порядка с величиной давления на профиле в месте расположения ячейки.

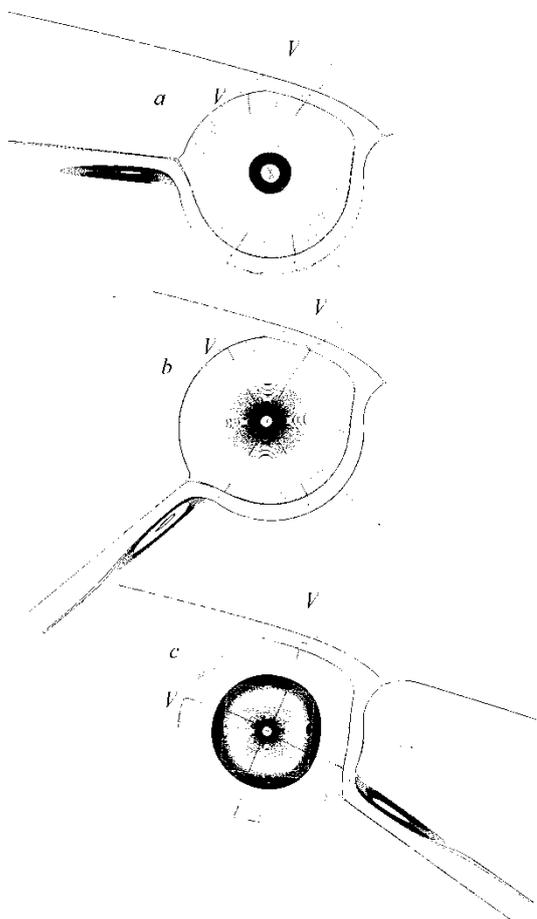


Рис.6.8.Сравнение картин отрывного течения в ареале круговой вихревой ячейки при различном расположении щелевого отсоса с наложенными профилями контравариантной составляющей скорости V : $s=0.07$ (*a*), 0.12 (*b*), 0.2 (*c*). Штриховые линии на графиках соответствуют скорости, равной единице.

Как видно из рис.6.8, при всех положениях щелевого отводящего канала уловленный вихрь в круговой каверне сохраняет цилиндрическую форму, т.е. вторичных вихревых структур в каверне не образуется. В то же время в отводящем канале, несмотря на довольно существенное сглаживание входа, образуется весьма интенсивная отрывная зона. Обращает на себя внимание, что максимальные скорости возвратного течения в крупномасштабном уловленном вихре в случае расположения щелевого канала на наветренной стороне контура ячейки (рис.6.8,c) оказываются заметно ($0.6U$) ниже, чем в случае его размещения на подветренном сегменте ($0.8U$) – рис.6.8,a,b.

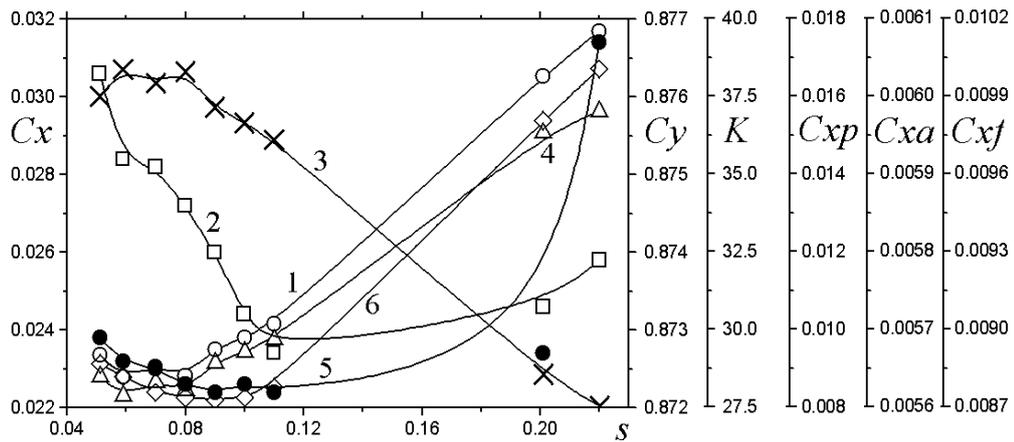


Рис.6.9. Зависимости от дуговой координаты s , измеренной от передней кромки круговой ячейки, интегральных характеристик толстого профиля $NACA0022$ с вихревой ячейкой. 1 – C_x ; 2 – C_y ; 3 – K ; 4 – C_{xp} ; 5 – C_{xa} ; 6 – C_{xf} .

Графики интегральных характеристик, собранные на рис.6.9, демонстрируют существенное влияние на них расположения на контуре ячейки отводящего щелевого канала и позволяют судить об оптимизации компоновки «вихревая ячейка-щелевой канал». Оптимум по коэффициенту суммарного лобового C_x и профильного C_{xp} сопротивления (кривые 1 и 4) профиля $NACA0022$, а также его аэродинамического качества K (кривая 3) наблюдается при довольно малых величинах s (порядка 0.06-0.08), т.е. при наибольшем приближении входа в канал к передней острой кромке с некоторым отступом от нее. Этому же положению канала соответствуют максимальные величины коэффициента подъемной силы C_y (кривая 2). Хотя оптимумы C_y и коэффициента дополнительного сопротивления, обусловленного энергетическими затратами на отсос, C_{xa} несколько смещены к срединному расположению канала в ячейке (близка к вертикали ориентация канала), однако надо принять во внимание весьма незначительные количественные изменения этих характеристик (кривые 2 и 5). Оптимум коэффициента трения C_{xf} находится между указанными ранее оптимумами, причем влияние s на C_{xf} оказывается порядка 10%.

Неоптимальное расположение щелевого канала на наветренной стороне круговой вихревой ячейки приводит к значительному (в полтора раза) снижению аэродинамического качества, вызванного ростом (в полтора раза) суммарного и профильного коэффициентов сопротивления.

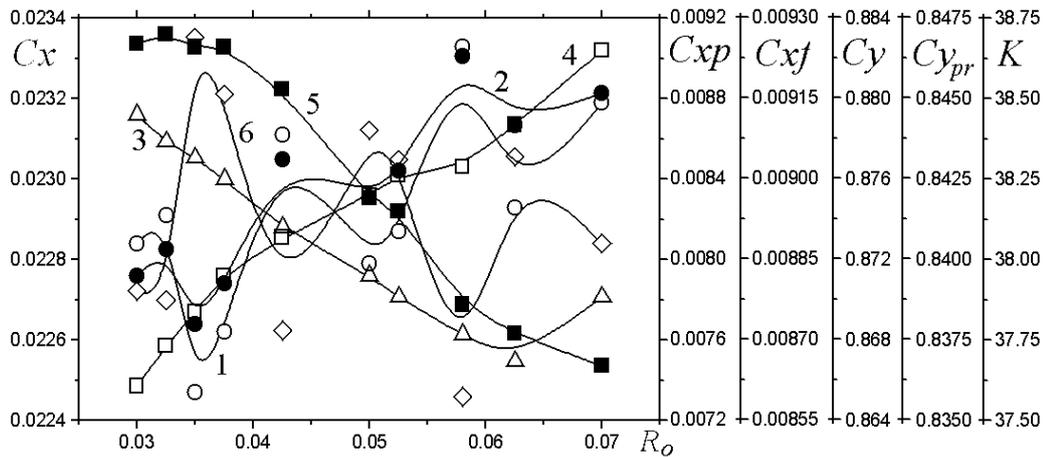


Рис.6.10. Влияние Ro на интегральные характеристики профиля $NACA0022$ с вихревой ячейкой. 1 – C_x ; 2 – C_{xp} ; 3 – C_{xf} ; 4 – C_y ; 5 – C_{yp} ; 6 – K . $M=0.05$; $Re=10^6$; $s=0.069$; $H=0.015$; $L=0.12$; $x_n=0.6$; $C_q=0.007$

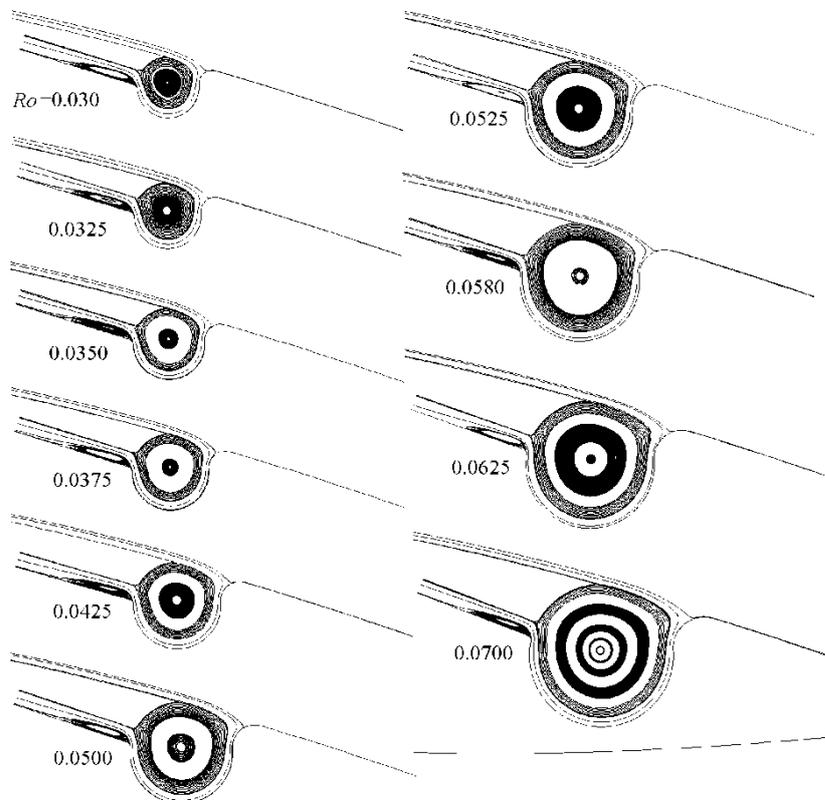


Рис.6.11. Влияние Ro на картину обтекания профиля $NACA0022$ с вихревой ячейкой. $M=0.05$; $Re=10^6$; $H=0.015$; $L=0.12$; $C_q=0.007$

Таким образом, при реализации сосредоточенного отсоса в вихревой ячейке на толстом профиле существует оптимальное расположение щелевого отводящего канала на

подветренной стороне контура ячейки, для которого аэродинамическое качество толстого профиля максимально.

6.4. Влияние размера вихревой ячейки на аэродинамические характеристики профиля NASA0022.

В продолжение исследования в параграфе 6.3 при тех же режимных параметрах для профиля NASA0022 влияние радиуса вихревой ячейки R_0 на его интегральные характеристики демонстрируется на Рис.6.10.

Размер ячейки изменяется при сохранении размеров щелевого отводящего канала (Рис.6.11). Увеличение размера ячейки приводит к возрастанию полного сопротивления профиля, к монотонному росту подъемной силы. При этом аэродинамическое качество примерно сохраняется равным 38.

6.5. Влияние сжимаемости на дозвуковое обтекание профиля MQ с вихревой ячейкой с варьированием M от 0 до 0.7. Бафтинг.

Численно обосновано существенное улучшение аэродинамических характеристик толстого 20% профиля MQ, установленного под углом атаки 2° при $Re=10^7$, в диапазоне изменения числа Маха от 0.3 до 0.55 за счет размещения на верхней дужке близкой к круговой малогабаритной (0.12) вихревой ячейки с фиксированным коэффициентом объемного расхода при щелевом отсосе 0.007 и формирования в ней интенсивного уловленного вихря. Детальный анализ бафтинга при автоколебательном режиме обтекания профиля MQ с вихревой ячейкой продемонстрировал периодическое изменение локальных и интегральных характеристик, причем подъемная сила и аэродинамическое качество остаются достаточно высокими, но уступающими аналогичным характеристикам при $M=0.55$. Показано, что вихревая ячейка при $M=0.7$ не функционирует и аэродинамические характеристики профиля MQ с вихревой ячейкой близки к характеристикам гладкого профиля без ячейки.

Постановка задачи. Выбранный для исследования профиль MQ сильно искривлен, в особенности, в районе задней кромки, и предназначен для создания значительной подъемной силы при малых углах атаки (Рис.6.12,*a*). Все линейные величины приведены в безразмерном виде. Длина хорды профиля выбирается в качестве характерного линейного размера, а скорость, плотность и вязкость воздушного невозмущенного потока задаются в качестве характерных величин. Вихревая ячейка построена по рекомендациям [89] и близка к круговой каверне с радиусом $R=0.058$. x -координата (в связанной системе координат) левой кромки – 0.0966. Координаты центра ячейки $x=0.103$, $y=0.056$, причем

центр утоплен по отношению к окну ячейки на расстояние $0.94 R$. Правая кромка ячейки сильно скруглена с радиусом $0.431 R$ на участке протяженностью $0.1 R$.

В круговой вихревой ячейке реализуется отсос воздуха с помощью вентилятора на выходе отводящего прямолинейного канала длиной 0.1 и шириной 0.015 . При этом канал располагается на подветренной стороне контура ячейки, как обосновано в [47]. Дуговая координата центра канала отсчитывается от левой кромки ячейки и равняется 0.0673 , радиус скругления – 0.005 на длине внешнего участка 0.009 . Перепад давления на вентиляторе равен 0.5 от удвоенного скоростного напора. Шаг сетки на вентиляторе 0.002 .

Для решения задачи конечно-объемным методом используется многоблочная система структурированных с наложением сеток различной топологии, близких к ортогональным. Такая сеточная структура не только хорошо описывает многосвязные расчетные области [5,104], но и позволяет разрешать с надлежащей точностью пограничные и сдвиговые слои, а также вихревые особенности нестационарных течений, такие как дорожки вихрей в следе за цилиндром [58,62], в том числе при наличии дросселирующего эффекта [102].

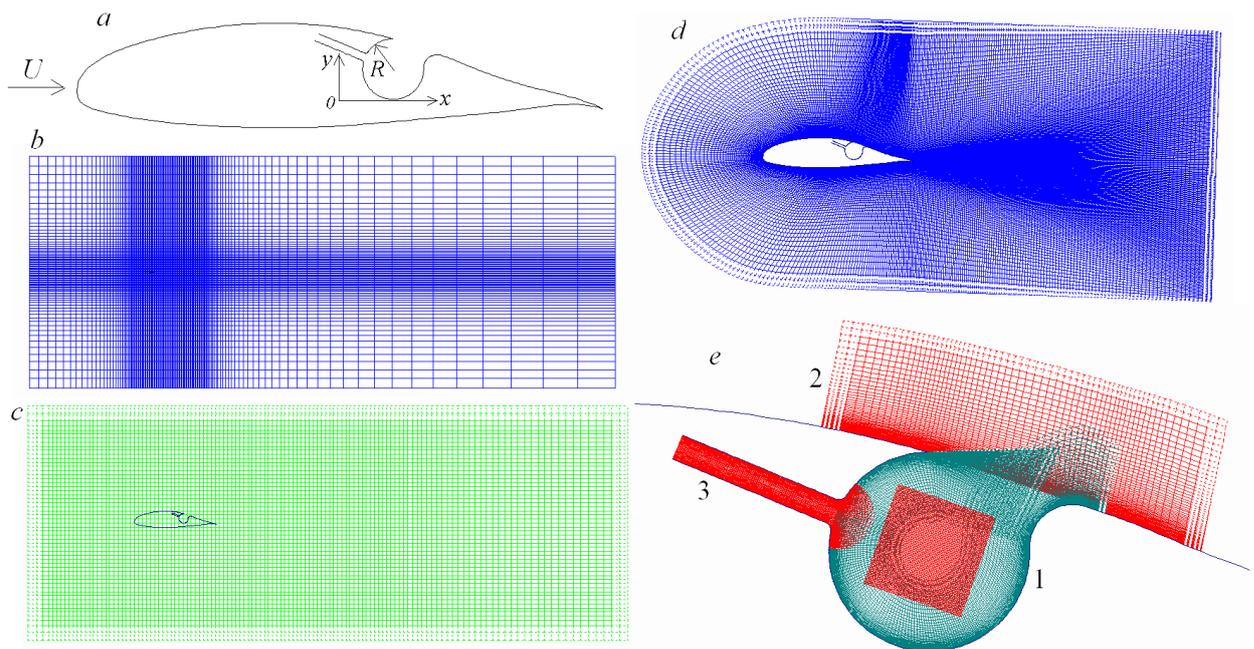


Рис.6.12. Контур профиля MQ с вихревой ячейкой и щелевым отсосом (а) и многоблочные структурированные сетки: базовая (b) и вспомогательная (c), декартовы, С-образная, согласованная с профилем MQ (d) и мелкомасштабные для вихревой ячейки (e): 1 – совокупность цилиндрической сетки в ячейке, квадратной «заплатки» и кромочной сетки; 2 - внешняя переходная сетка от «окна» вихревой ячейки к С-образной сетке около профиля; 3 – сетка в отводящем канале.

Шаги сеток у задней кромки – 0.01 , в носке профиля снизу – 0.01 , в носке сверху – 0.02 , в районе вихревой ячейки – 0.005 , у стенки – 10^{-5} . Базовая декартова сетка (Рис.6.12,b) разбивается на 139×82 расчетных ячеек и охватывает область протяженностью от -11.7 до 45.65 по поточной координате x и от -11.5 до 11.5 по поперечной координате y . Начало

координатной системы помещается в центре профиля (Рис.6.12,*a*). Шаги в окрестности профиля в продольном и поперечном направлениях – 0.1. Сетка служит для дискретизации расчетной области с удалением на значительное расстояние от (проточных) внешних границ. На входной границе задаются фиксированные условия, типичные для расчета течений сжимаемого газа: продольный импульс $Ro \times u = 1$, поперечный импульс принимается равным 0, энергия турбулентности равна 1.5×10^{-6} , а ее масштаб принимается равным 1. На выходных границах задается нулевое статическое давление, и ставятся мягкие граничные условия. На омываемых стенках реализуется условие прилипания, а сами стенки рассматриваются теплоизолированными.

Вспомогательная декартова сетка (Рис.6.12,*c*) накладывается на профиль и служит для перехода от крупномасштабной базовой сетки к мелкомасштабным сеткам около профиля. Она содержит 127×55 ячеек и покрывает подобласть протяженностью от -1.8 до 5.55 по потоку и от -1.45 до 1.45 поперек него. Шаги в окрестности профиля – 0.05. Около профиля строится C-сетка, согласованная с ним (Рис.6.12, *d*). Она содержит 474×112 ячеек и покрывает подобласть с размером по нормали к профилю 0.8. Следовая часть имеет удлинение 2.

Канал с вентилятором содержит 121×67 ячеек, собственно ячейка покрывается сеткой O-типа – 229×67 , квадратная заплатка на центральную зону ячейки – 60×62 и внешняя сетка над окном ячейки – 65×68 . Суммарное количество ячеек составляет примерно 100 тысяч.

Стационарные задачи решаются методом глобальных итераций (до достижения сходимости при изменении итерационного шага N_{it}), при решении нестационарной задачи осуществляется интегрирование по времени t (в долях отношения хорды к скорости невозмущенного потока) с шагом 0.005.

Таблица 6.3

Влияние дискретизации расчетной области на интегральные аэродинамические характеристики профиля MQ при $M=0.5$

Сетка	Количество ячеек	C_x	C_y
H1	31500	0.027	0.848
H2	41100	0.029	0.806
H3	51300	0.032	0.800
H4	70500	0.030	0.811
H4*	70500	0.030	0.803

*-расчет с использованием квадратичной противопоточной схемы Леонарда [111].

Валидация. Для валидации численного моделирования дозвукового обтекания толстого 20% профиля под углом атаки 2° и числе Рейнольдса 10^7 в Таблице 6.3

сравниваются результаты расчетов обтекания гладкого профиля при $M=0.5$ на различных по количеству ячеек и размерам пересекающихся структурированных сетках. Как показано на Рис.6.12, течение около профиля MQ рассчитывается на трех сетках: двух разномасштабных декартовых (b,c) и C-образной (d). Три сетки Н1, Н2, Н3 характеризуются различными фрагментарными C-образными сетками, имеющими высоты 0.3, 0.6 и 1 соответственно. При этом длина следового участка составляет 1. Четвертая многоблочная сетка Н4 имеет более подробную C-образную сетку с высотой 0.6 и с длиной следового участка 2. В остальном ее сеточные характеристики аналогичны базовой сетке. Следует отметить, что дискретизация конвективных членов уравнений в явной части осуществляется с помощью схемы Ван-Лиры.

Сравнительный анализ результатов, приведенных в Таблице 6.3, показывает, что численные прогнозы, полученные на разнообразных сетках (за исключением грубой сетки Н1), а также с использованием различных схем дискретизации конвективных членов уравнений, удовлетворительно согласуются друг с другом, что позволяет рекомендовать их для параметрических расчетов.

Обсуждение результатов.

Сходимость. Проведена серия расчетов стационарного до- и трансзвукового обтекания толстого 20% профиля MQ под углом атаки 2° при $Re=10^7$ для чисел Маха 0.3, 0.4, 0.5, 0.55 и 0.7 (с вихревой ячейкой и без нее). Также выполнен расчет нестационарного трансзвукового обтекания профиля MQ с вихревой ячейкой в автоколебательном режиме при $M=0.6$.

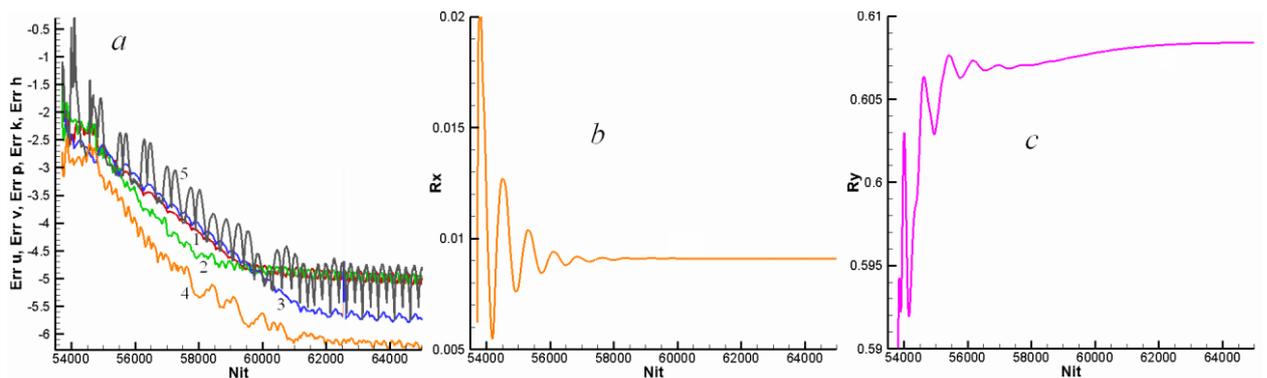


Рис.6.13. Сравнительный анализ зависимостей максимальных погрешностей локальных характеристик течения и турбулентности (a), продольной R_x (b) и поперечной R_y (c) аэродинамической нагрузки от номера итерационного шага Nit при моделировании обтекания профиля MQ при $M=0.55$. 1 – u; 2 – v; 3 – p; 4 – k; 5 – h.

Моделирование стационарного турбулентного обтекания воздухом профиля с вихревой ячейкой и при ее отсутствии для заданных параметров осуществляется по схеме с глобальными итерациями, когда одной итерации при решении уравнений изменения

количества движения соответствует несколько (порядка 6-10) итераций в блоке поправки давления. Также на одной глобальной итерации делаются несколько итераций (4) в блоке турбулентности при расчете энергии турбулентности k и удельной скорости диссипации ω (скорости диссипации на единицу энергии турбулентности) и несколько итераций (6) при решении уравнения энергии, записанного для теплосодержания h . Коэффициенты релаксации при решении уравнений движения газа и энергии принимаются равными 0.5, в блоке турбулентности – 0.25, а в блоке поправки давления – 0.8. На каждом итерационном шаге выводятся наибольшие величины в ячейках расчетной области погрешностей декартовых составляющих скорости $Err\ u$ и $Err\ v$, поправки давления $Err\ p$, приращений энергии турбулентности k и теплосодержания h (Рис.6.13,*a*). Расчет продолжается до выполнения условия сходимости – максимальные погрешности указанных характеристик не должны превышать 10^{-5} . Однако, как отмечалось в [77], процесс сходимости следует контролировать также по установлению выбранных интегральных или экстремальных локальных характеристик, таких как максимальная величина функции тока, максимальная величина трения на стенке или продольная R_x или поперечная R_y силы (Рис.6.13,*b,c*).

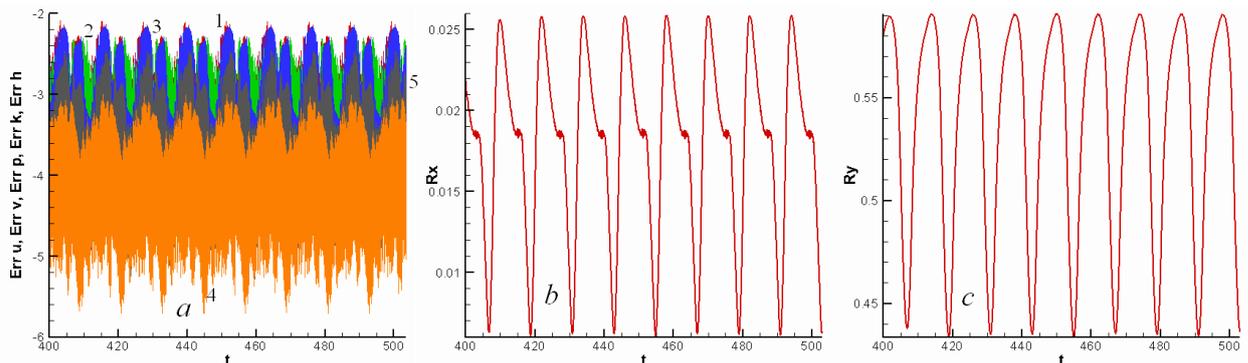


Рис.6.14. Сравнительный анализ зависимостей максимальных погрешностей локальных характеристик течения и турбулентности (*a*), продольной R_x (*b*) и поперечной R_y (*c*) аэродинамической нагрузки от времени t при моделировании обтекания профиля MQ при $M=0.6$. 1 – u ; 2 – v ; 3 – p ; 4 – k ; 5 – h .

В качестве исходного приближения к решению задачи при заданном числе Рейнольдса выбирается полученное решение при меньшем числе Re . Поэтому показанный на Рис.6.13 процесс получения решения при $M=0.55$ начинается не с первой итерации, а примерно с 53500 (начальное приближение – решение при $M=0.5$). Как видно, процесс сходимости к решению занимает порядка 10000 итераций, причем R_x и R_y устанавливаются гораздо быстрее, чем достигается критерий сходимости по максимальным погрешностям.

Моделирование автоколебательного режима турбулентного обтекания толстого 20% профиля MQ с вихревой ячейкой при щелевом отсосе с постоянным объемным расходом $sq=0.007$ и $M=0.6$ связано с выходом на периодические изменения во времени

интегральных и локальных характеристик течения и турбулентности. Как видно из Рис.6.14, максимальные приращения локальных характеристик (а), продольной (b) и поперечной (c) нагрузки на профиль колеблются с постоянной частотой $St=0.0838$. Вместо глобальных итераций для стационарной задачи при расчете нестационарного процесса трансзвукового обтекания профиля рассматриваются временные шаги, на которых решаются уравнения движения, дополненные в неявной части нестационарным членом. В данном исследовании шаг по времени выбирается равным 0.005. Как оказалось, что порядок аппроксимации схемы интегрирования по времени на силовые интегральные характеристики профиля влияния не оказывает. Другие схемные параметры были выбраны такими же, как и для стационарного случая.

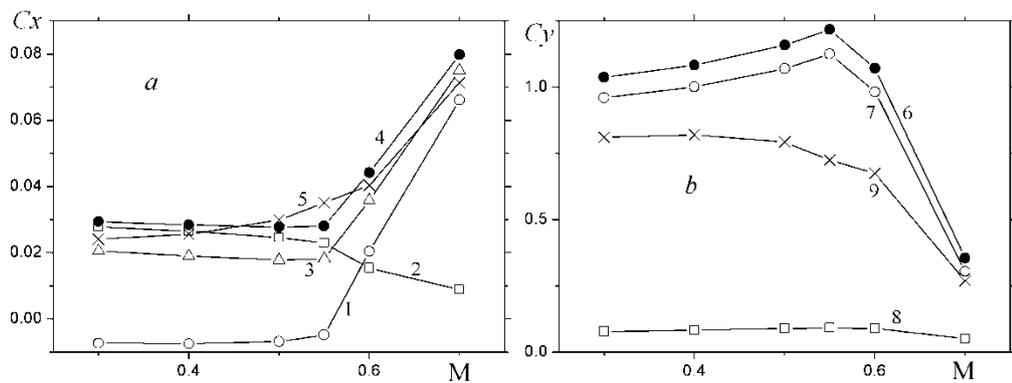


Рис.6.15. Зависимости от числа Маха M коэффициентов лобового сопротивления профиля C_{xrg} (1) и вихревой ячейки C_{xs} (2), их суммы C_{xsum} (3), лобового сопротивления профиля с вихревой ячейкой с учетом энергетических затрат на отсос (4) и без вихревой ячейки (5) (a), а также коэффициентов подъемной силы профиля с вихревой ячейкой (6), только профиля (7) и только вихревой ячейки (8), профиля без вихревой ячейки (9) (b).

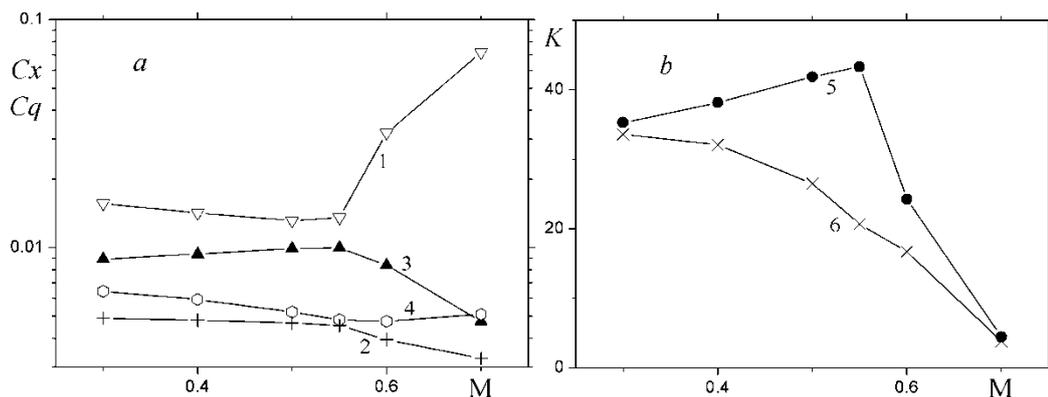


Рис.6.16. Зависимости от числа Маха M профильного сопротивления C_{xrg} (1), коэффициента трения C_{xf} (2), дополнительного сопротивления, обусловленного энергетическими затратами C_{xadd} (3), коэффициента массового расхода отсасываемого воздуха C_q (4) (a), а также коэффициентов аэродинамического качества профиля с вихревой ячейкой (5) и без нее (6) (b).

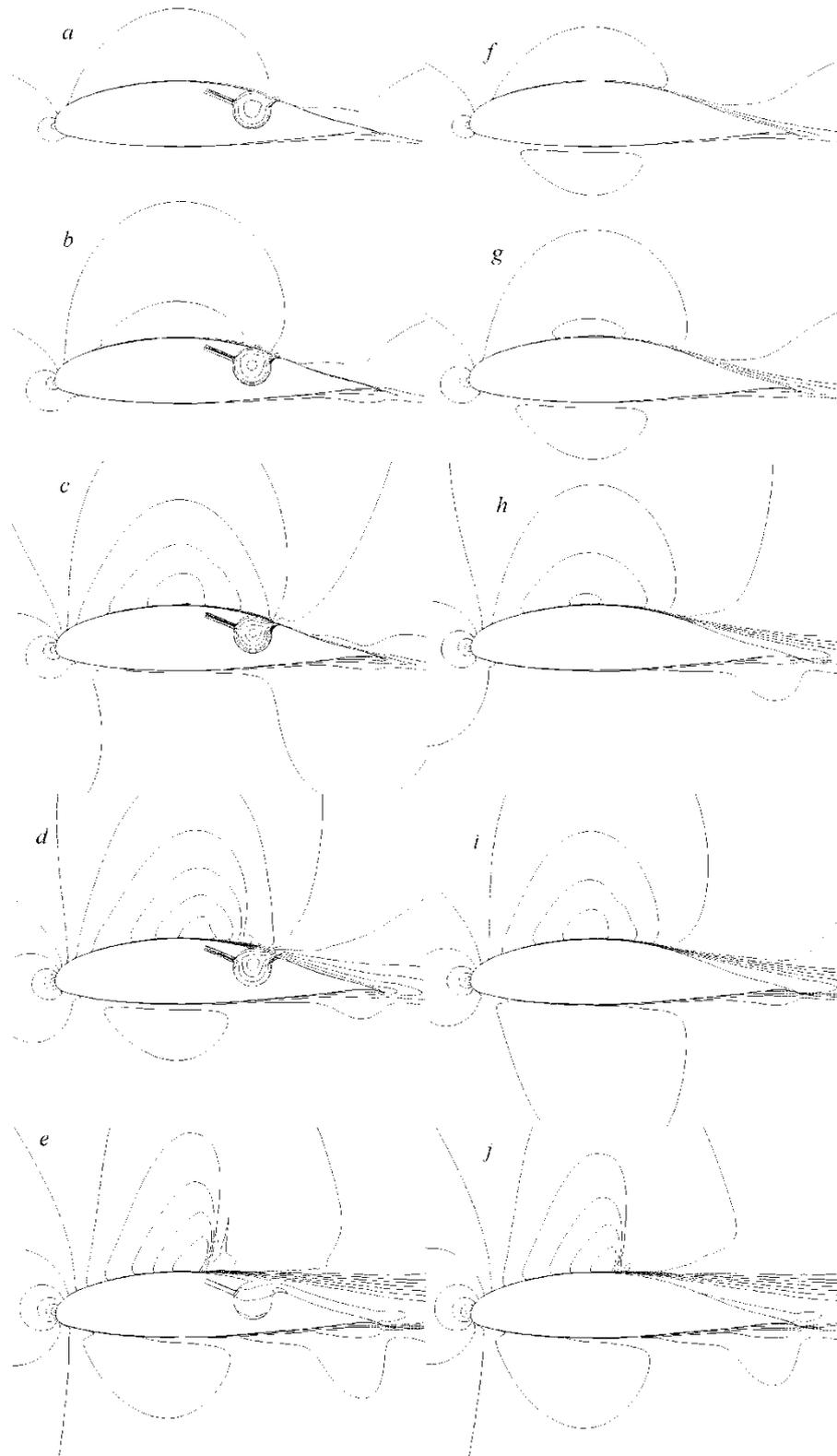


Рис.6.17. Сравнение картин линий постоянных чисел Маха, нанесенных с шагом 0.1, при обтекании профиля с вихревой ячейкой (a,b,c,d,e) и без нее (f,g,h,i,j) в диапазоне изменения числа Маха набегающего потока от 0.3 до 0.7: a,f – $M=0.3$; b,g – 0.4; c,h – 0.5; d,i – 0.6, e,j – 0.7.

Влияние сжимаемости. На Рис.6.15-6.20 приводятся некоторые результаты сопоставительного анализа влияния сжимаемости на до- и трансзвуковое обтекание 20%

профиля MQ под углом атаки 2° в диапазоне изменения числа Маха невозмущенного потока от 0.3 до 0.7 с фиксированным числом Рейнольдса 10^7 при наличии и отсутствии вихревой ячейки со щелевым отсосом.

Следует указать, что представленные на них прогнозы при $M=0.6$ осреднены по времени на периоде колебаний S_u . Рассматриваемый профиль MQ, как уже отмечалось ранее, имеет довольно искривленную верхнюю дужку и характеризуется достаточно высокими аэродинамическими характеристиками при малых углах атаки. Их поведение с ростом числа Маха представляется типичным для аэродинамических профилей: монотонное увеличение S_x и снижение S_u с (аналогичным) соответствующим уменьшением аэродинамического качества K (Рис.6.15, 6.16).

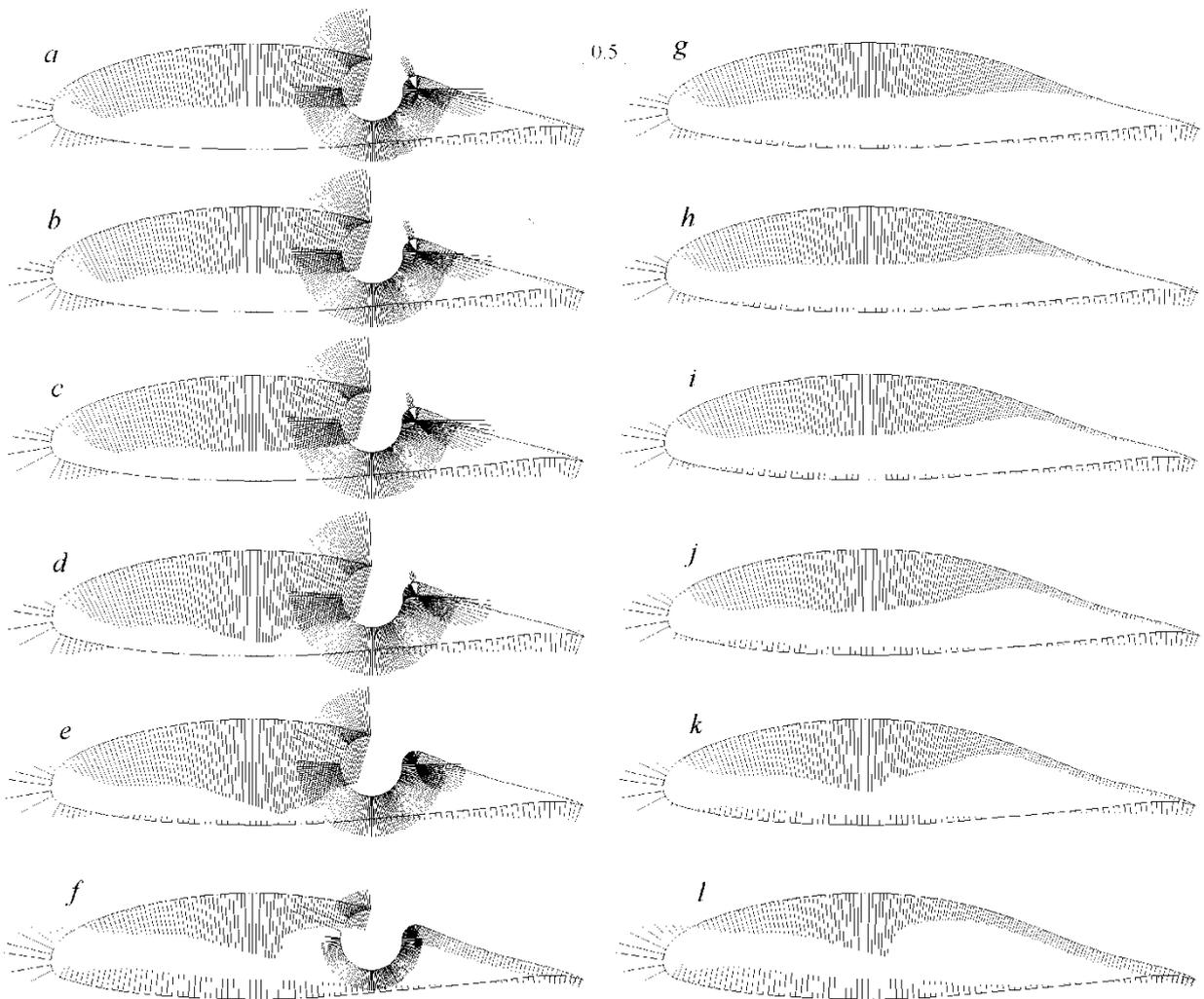


Рис.6.18. Сравнение эпюр коэффициента давления на контурах профиля с вихревой ячейкой (*a,b,c,d,e*) и без нее (*f,g,h,i,j*) при изменении числа Маха набегающего потока: *a,f* – $M=0.3$; *b,g* – 0.4; *c,h* – 0.5; *d,i* – 0.6, *e,j* – 0.7.

По мере возрастания числа Маха невозмущенного потока на спинке профиля в окрестности контура с наибольшей толщиной формируется область локальных

повышенных чисел Маха, причем при $M=0.6$ локальные числа Маха несколько превышают 1 и при обтекании профиля не образуется скачок уплотнения, в то время как при $M=0.7$ здесь наблюдается зона сверхзвуковых скоростей ($c M > 1.2$), которая заканчивается прямым скачком уплотнения и отрывом потока (Рис.6.17).

Лобовое сопротивление по мере роста M возрастает не только из-за повышения нагрузки на носовую часть профиля (за счет увеличения давления в точке торможения), но и при прогрессирующем нарастании области отрыва в районе задней кромки и за счет увеличения разрежения на тыльной стороне профиля (Рис.6.18,6.19).

Снижение с ростом M подъемной силы, действующей на профиль MQ , связывается не только с уменьшением разрежения на верхней дужке, но и с постепенным нарастанием разрежения на нижней дужке (Рис.6.18).

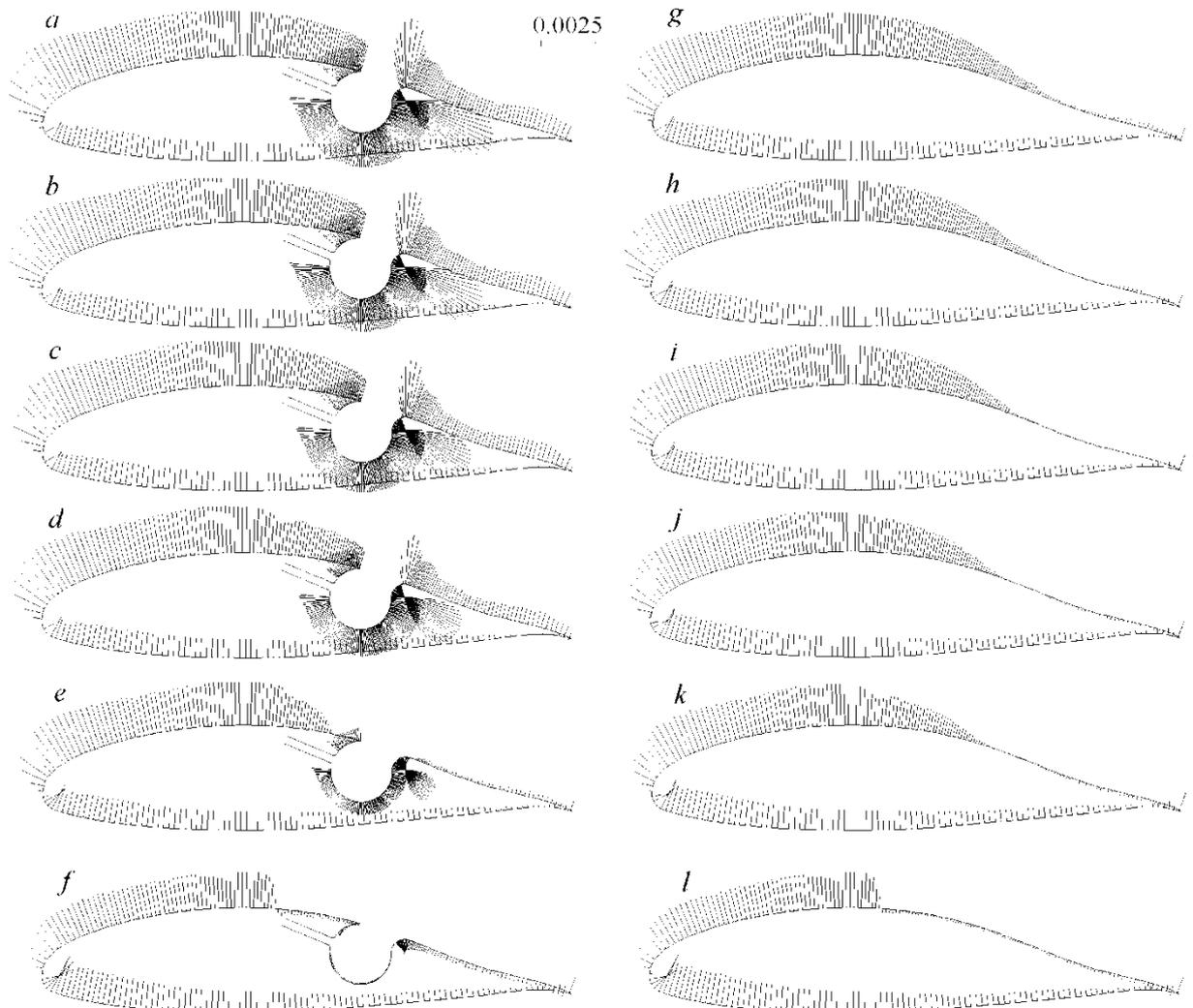


Рис.6.19. Сравнение эпюр трения на контурах профиля с вихревой ячейкой (*a,b,c,d,e*) и без нее (*f,g,h,i,j*) при изменении числа Маха набегающего потока: *a,f* – $M=0.3$; *b,g* – 0.4 ; *c,h* – 0.5 ; *d,i* – 0.6 , *e,j* – 0.7 .

Интересно проанализировать эволюцию эпюр трения на профиле по мере увеличения M (Рис.6.19). Тонкая отрывная зона в окрестности задней кромки появляется при $M=0.5$ и далее, ее увеличение связывается с движением точки отрыва вверх по потоку (Рис.6.17, 6.19). При переходе от $M=0.6$ к $M=0.7$ кардинально изменяется картина обтекания профиля, и точка отрыва рывком перемещается в место расположения скачка уплотнения.

Размещение на профиле MQ близкой к круговой каверны и интенсификация уловленного в ней крупномасштабного вихря за счет щелевого отсоса с постоянным объемным расходом $sq=0.007$ приводит к кардинальной перестройке картины течения около профиля (Рис.6.17). При этом важно подчеркнуть, что максимальная скорость циркулирующего в вихревой ячейке потока, как следует из Рис.6.20, оказывается порядка скорости невозмущенного потока и, как результат, в ячейке возникает мощное разрежение с давлением, сопоставимым по абсолютной величине с давлением в передней точке торможения (Рис.6.18). Главное достоинство рассматриваемого метода управления обтеканием состоит в том, что расположение вихревой ячейки на тыльной стороне профиля MQ приводит к устранению отрыва в зоне задней кромки (Рис.6.19), а также увеличивает уровень разрежения на верхней дужке (Рис.6.18). Кроме того, практически не возникает разрежения на нижней дужке профиля, кроме случая $M=0.7$, когда вихревая ячейка не работает.

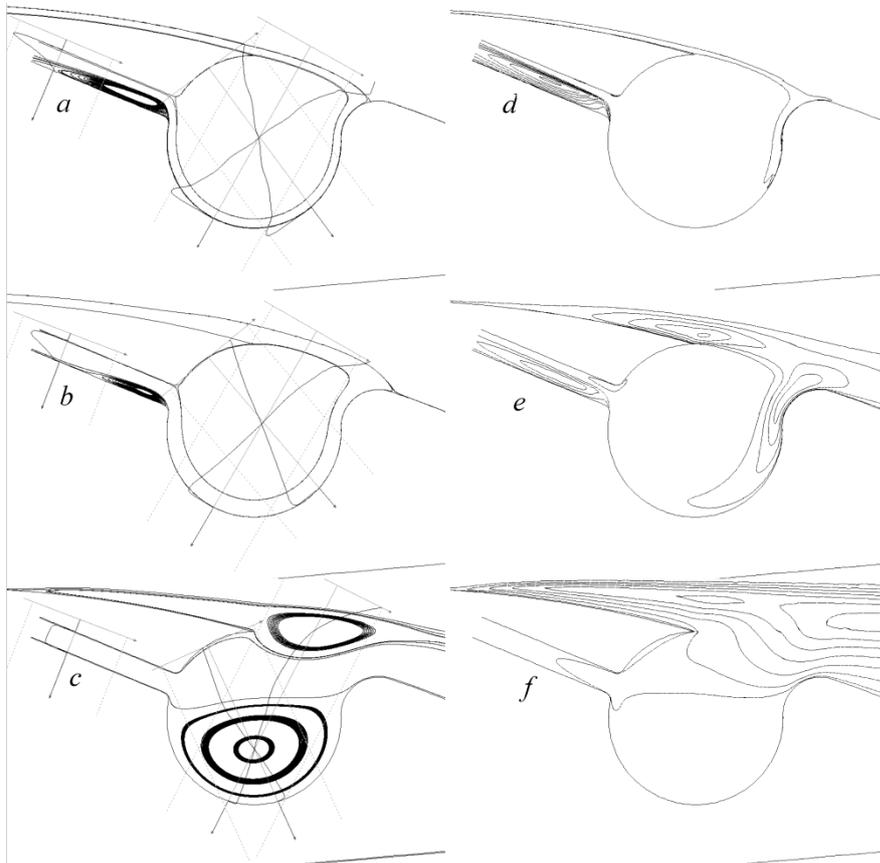


Рис.6.20. Сравнение картин линий тока и профилей скорости в вихревой ячейке (a-c), а также нанесенных с шагом 0.01 изолиний энергии турбулентности (d-f) при числах Маха набегающего потока 0.55 (a,d), 0.6 (b,e), 0.7 (c,f).

По мере роста M на спинке профиля в районе максимальной толщины (перед вихревой ячейкой) увеличивается зона повышенных локальных чисел Маха, причем сверхзвуковые скорости течения достигаются уже при $M=0.55$ (Рис.6.17).

При числе Маха 0.7, несмотря на отсос в вихревой ячейке она не функционирует. Отрыв потока возникает, как для гладкого профиля, на его спинке за скачком уплотнения.

Переход от $M=0.55$ к $M=0.6$ (Рис.6.20) сопровождается ослабеванием циркуляционного течения в вихревой ячейке и заметным ростом турбулентности в утолщенном сдвиговом слое и в пристеночном слое на наветренной стороне каверны.

При $M=0.7$ фактически уловленного вихря в ячейке нет. Отсос воздуха происходит из следа за профилем, а течение в отрывных зонах довольно слабое.

Перестройка обтекания профиля MQ при размещении вихревой ячейки кардинально изменяется его лобовое сопротивление. В диапазоне варьирования M от 0.3 до 0.55 C_x собственно профиля отрицательное, т.е. на него действует тянущая продольная сила (Рис.6.15). Она полностью компенсируется большей по величине силой сопротивления, приложенной к вихревой ячейке. Суммарная сила (кривая 3) уменьшается с ростом M . При $M>0.55$ лобовое сопротивление профиля нарастает, а сопротивление вихревой ячейки снижается, причем C_x собственно профиля при $M=0.6$ становится выше, чем C_x вихревой ячейки. Интересно отметить, что с учетом энергетических затрат на отсос C_x профиля с вихревой ячейкой (кривая 4) оказывается близким по величине к C_x гладкого профиля (кривая 5). Главное достижение размещения вихревой ячейки на профиле MQ – это увеличение C_u и аэродинамического качества K по закону близкому к линейному при росте M от 0.3 до 0.55 (Рис.6.15, 6.16).

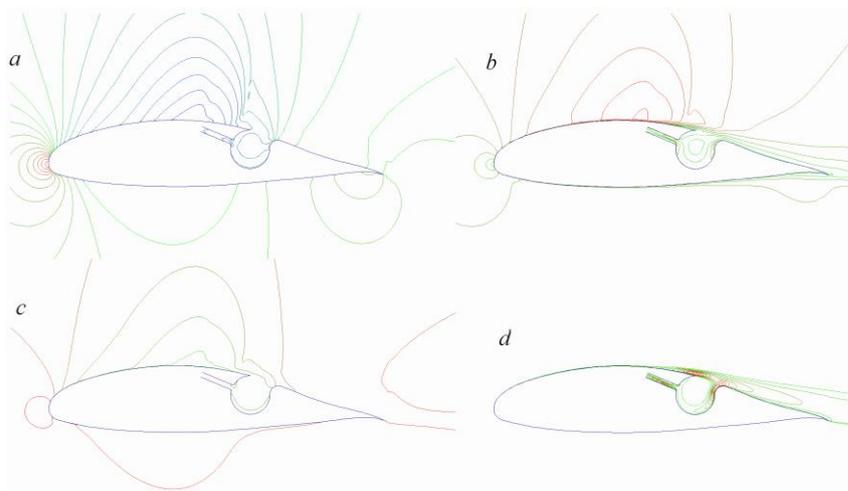


Рис.6.21. Сравнение осредненных по периоду колебаний C_u картин изобар, проведенных с шагом 0.1 от -1 до 0 и с шагом 0.05 от 0 до 0.5 (a), изомахов, проведенных с шагом 0.125 от 0 до 1.25 (b), изохор, проведенных с шагом 0.1 от 0.7 до 1.1 (c) и изолиний энергии турбулентности, проведенных с шагом 0.005 от 0 до 0.05 (d), при $M=0.6$.

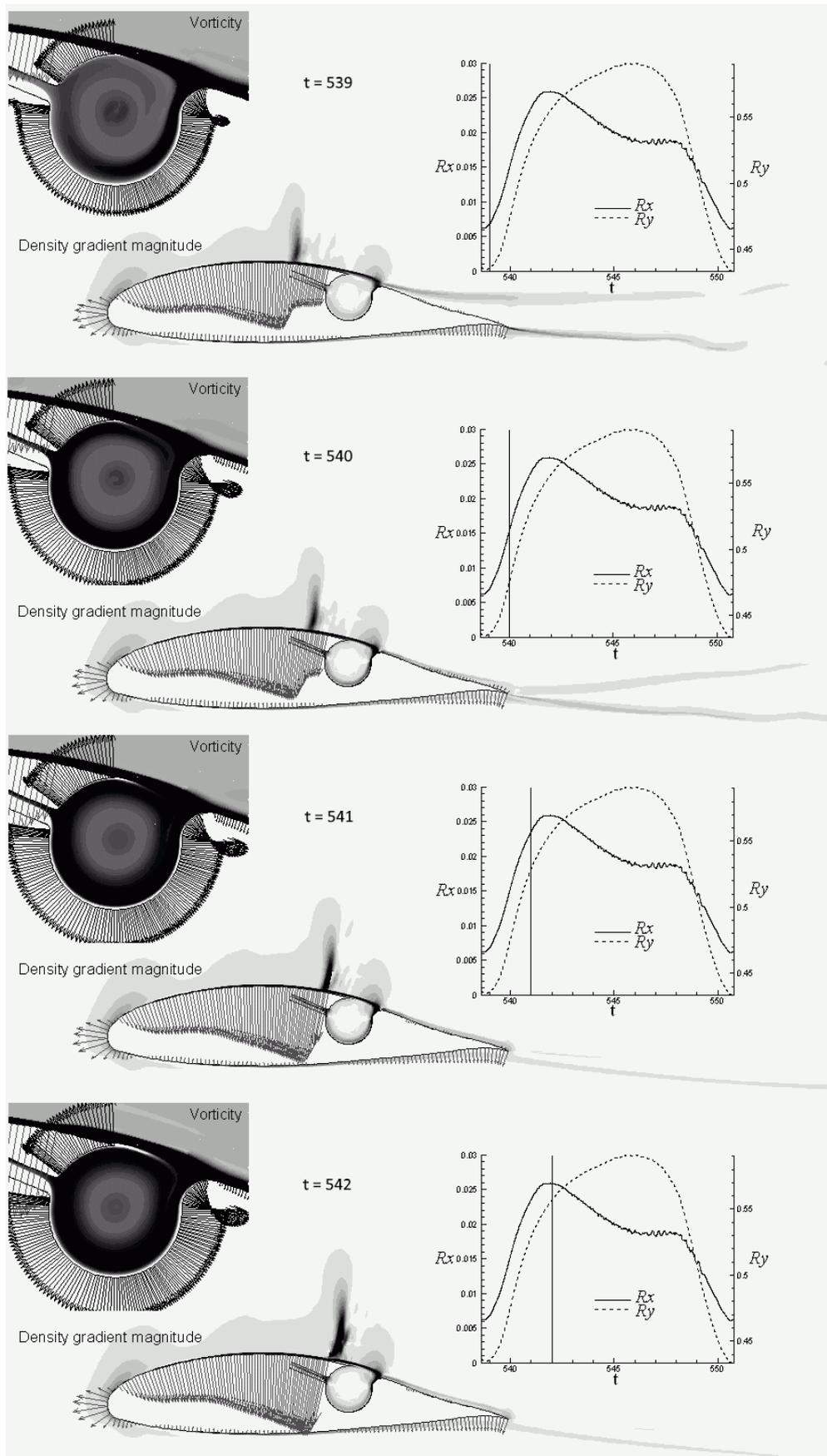


Рис.6.22. Эволюция ударно-волновой структуры обтекания, полей завихренности и эпюры давления в вихревой ячейке с привязкой их к распределениям R_x , R_y на периоде колебаний подъемной силы при числе Маха набегающего потока 0.6 с шагом 1, начиная от $t=539$.

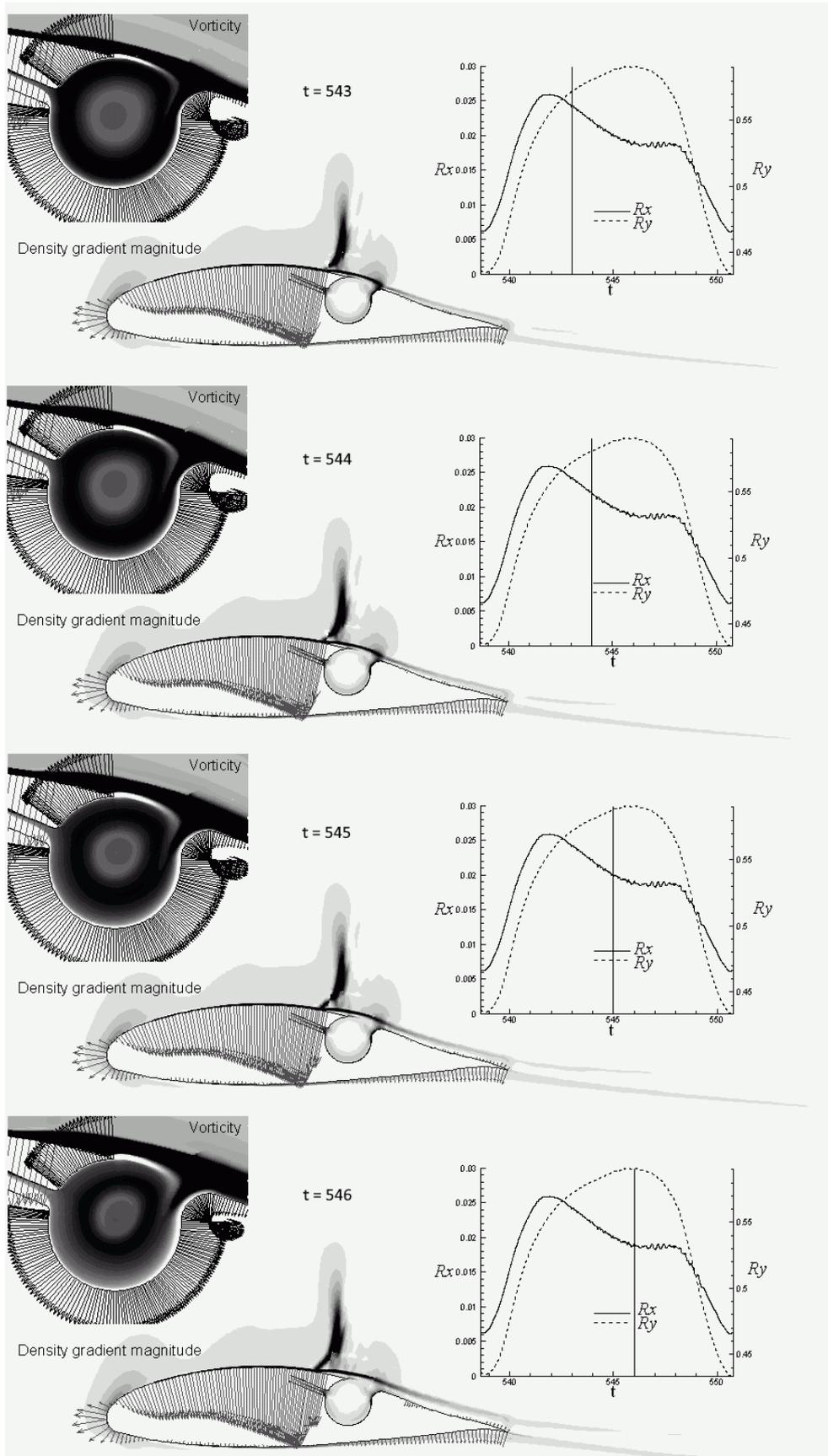


Рис.6.23. Эволюция ударно-волновой структуры обтекания, полей завихренности и эпюры давления в вихревой ячейке с привязкой их к распределениям R_x , R_y на периоде колебаний подъемной силы при числе Маха набегающего потока 0.6 с шагом 1, начиная от $t=543$.

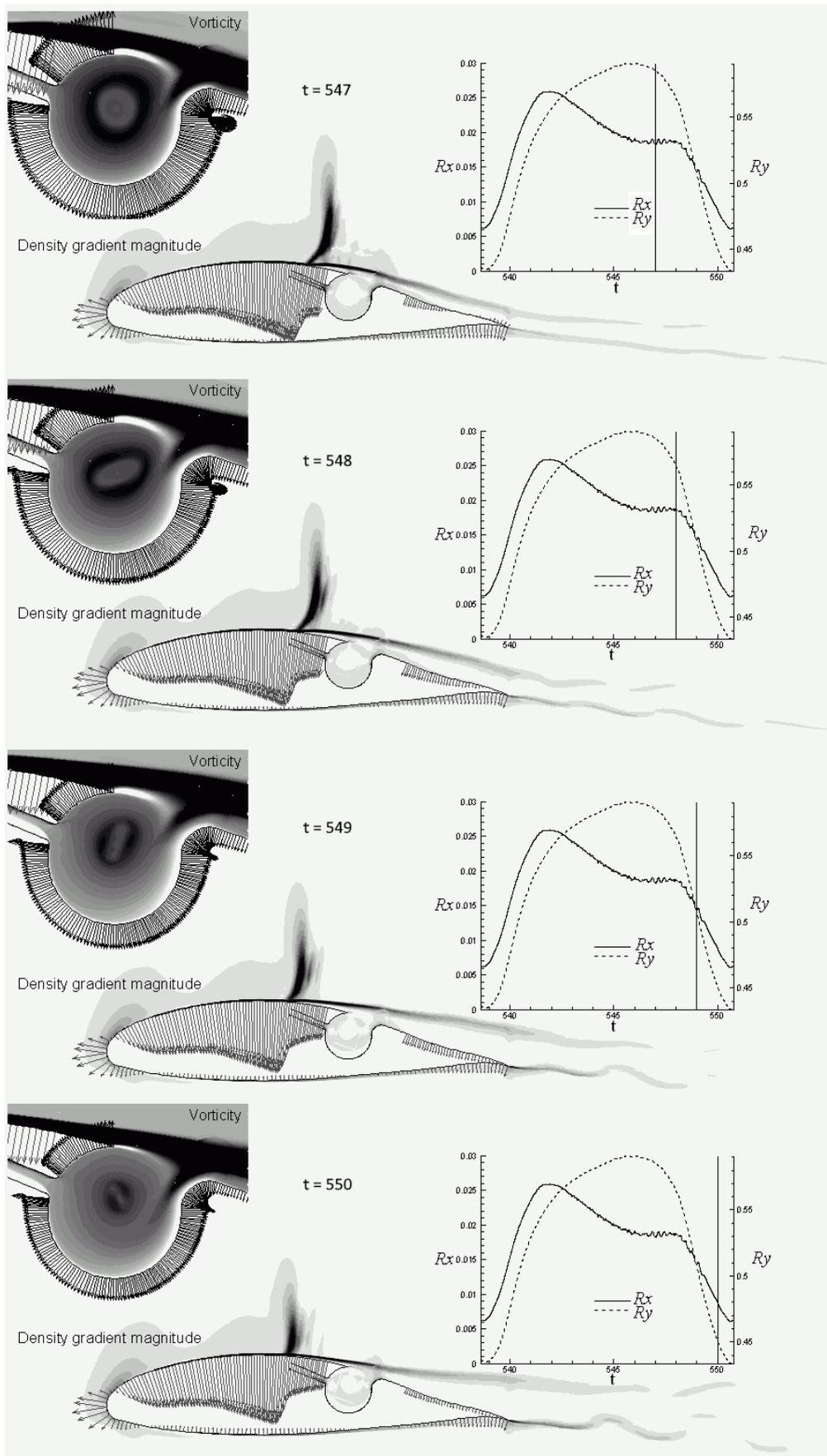


Рис.6.24. Эволюция ударно-волновой структуры обтекания, полей завихренности и эпюры давления в вихревой ячейке с привязкой их к распределениям R_x , R_y на периоде колебаний подъемной силы при числе Маха набегающего потока 0.6 с шагом 1, начиная от $t=547$.

При этом S_u собственно профиля на порядок превосходит S_u вихревой ячейки. Свыше $M=0.55$ S_u и K довольно быстро снижаются, однако для автоколебательного режима обтекания при $M=0.6$ они еще остаются довольно значительными.

Как видно из Рис.6.16, профильное сопротивление профиля с вихревой ячейкой (кривая 1) оказывается на порядок выше сопротивления трения (кривая 2), причем при $M>0.55$ увеличение S_{xp} сопровождается снижением S_{xf} .

Дополнительное сопротивление S_{xadd} , обусловленное энергетическими затратами на отсос, по мере роста M монотонно увеличивается и при $M=0.55$ достигает максимума, который примерно втрое меньше по сравнению с полным лобовым сопротивлением профиля с вихревой ячейкой. При $M>0.55$ S_{xadd} довольно быстро уменьшается. Интересно отметить, что по мере роста M массовый расход S_q отсасываемого воздуха снижается и при $M=0.6$ достигает минимума. При $M=0.7$ S_q несколько выше, чем при $M=0.6$.

Бафтинг. Некоторые результаты исследования автоколебательного режима трансзвукового обтекания толстого 12% профиля MQ с вихревой ячейкой представляются на Рис.6.21-6.17.

Анализ особенностей обтекания профиля начинается со сравнения осредненных по периоду колебаний S_u картин изобар, изомахов, изохор и изолиний энергии турбулентности на Рис.6.21. Поскольку в дальнейшем будут рассматриваться только нестационарные характеристики на периоде автоколебаний, то представляет интерес подчеркнуть отличие их от осредненных по времени полей. Так, по картине изобар можно установить, что скачок уплотнения в осредненном течении располагается несколько выше по потоку от вихревой ячейки, причем внутри нее сохраняется высокое разрежение. На спинке профиля перед скачком течение сверхзвуковое с числами Маха свыше 1.2 (Рис.6.17). Изменения плотности в расчетном поле регистрируются в диапазоне от 0.7 (на спинке профиля) до 1.1 (в области передней точки торможения). В вихревой ячейке изменения плотности невелики, но величина плотности R_0 имеет порядок 0.8, т.е. ниже, чем в невозмущенном потоке. Поле изолиний энергии турбулентных пульсаций k позволяет судить о вязко-невязком взаимодействии в структуре обтекания профиля. Быстрый рост k наблюдается сразу же после скачка уплотнения в пристеночном слое, переходящем в сдвиговый слой на окне каверны. Турбулентное пятно также возникает в месте взаимодействия сдвигового слоя со скругленной задней кромкой ячейки. Также наличие отрывной зоны в отводящем канале способствует турбулизации потока в нем. Однако важно подчеркнуть, что в целом течение около профиля сверху и снизу является невязким.

На Рис.6.22-6.24 детально представляется периодический процесс трансзвукового обтекания профиля MQ с вихревой ячейкой, начиная с минимальных величин R_x , R_y и заканчивая приходом к тем же величинам. С шагом 1 и с отметкой на совмещенном графике $R_x(t), R_y(t)$ демонстрируются «теневые» картины обтекания профиля, построенные по градиенту плотности, и картины завихренности около вихревой ячейки с нанесенными эпюрами давления. Процесс охватывает 12 единиц безразмерного времени и разбивается на четыре фазы. Первая из них, продолжительностью 3, характеризуется смещением вниз по потоку близкого к прямому скачка уплотнения и выходом на максимум R_x . При этом уловленный вихрь в ячейке не испытывает влияние течения в следе, а по мере развития процесса обтекание прикромочной окрестности профиля становится безотрывным. На второй фазе, продолжительностью 4, скачок сохраняет свое положение, но происходит его преобразование из прямого в лямбда-образный. При этом R_y достигает своего максимума, а R_x выходит на полку. В третьей фазе, продолжительностью 2.5, отмечается движение вверх по потоку лямбда-образного скачка уплотнения, при этом R_x остается практически неизменным, а R_y уменьшается. Отрывная зона за скачком к концу фазу охватывает всю прикромочную область профиля. Четвертая фаза, продолжительностью 2.5, характеризуется разгрузкой профиля, т.е. одновременным уменьшением R_x и R_y , при этом скачок уплотнения сохраняет свое положение и из лямбда-образного преобразуется в близкий к прямому по форме. Отрывная зона за скачком уплотнения распространяется в область ближнего следа за профилем и уловленный вихрь в ячейке ослабевает, а статическое давление в ней заметно увеличивается.

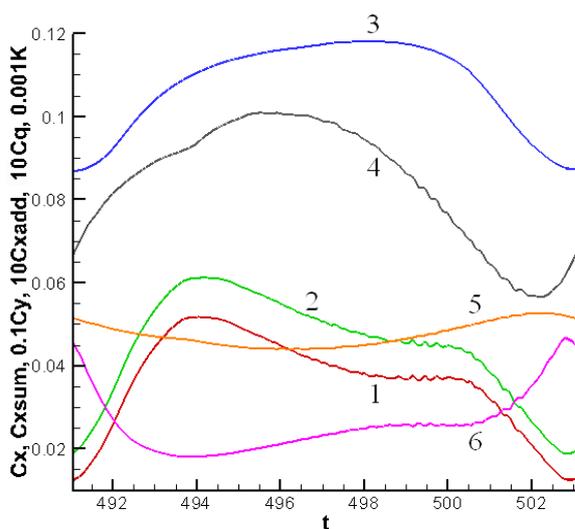


Рис.6.25. Изменение на периоде колебаний подъемной силы профиля MQ с вихревой ячейкой при $M=0.6$ коэффициента лобового сопротивления C_x без учета (1) и с учетом энергетических затрат (2), коэффициента подъемной силы C_y (3), коэффициента C_x , связанного с энергетическими затратами (4), коэффициента объемного расхода отсасываемого воздуха c_q (5), коэффициента аэродинамического качества (6).

На Рис.6.25 сравниваются C_x и его составляющие, включая C_{xadd} , C_y , C_q и K профиля MQ с вихревой ячейкой на периоде автоколебаний. В конце первой фазы

аэродинамическое качество K оказывается минимальным и равным 20. Минимум коэффициента массового расхода отсасываемого воздуха на второй фазе соответствует максимум дополнительного сопротивления за счет энергетических затрат на отсос. Конец второй фазы с достижением максимума S_u и выходом на полку S_x характеризуется полкой K с величиной порядка 25. Четвертая фаза с разгрузкой профиля отличается ростом и выходом на максимум аэродинамического качества K (примерно 47). Максимум S_q на этой фазе соответствует минимуму S_{xadd} .

Эволюция на периоде изменения S_u локальных характеристик течения и турбулентности в трех точках области (внутри вихревой ячейки, перед ней и за ней) на Рис.6.26 дополняет представленные ранее результаты и уточняет механизм процесса автоколебаний. При этом изменения продольной составляющей скорости u дают представление о характере отрывного течения около ячейки.

На первой фазе отмечается рост, выход на максимум и быстрое падение скорости u и числа Маха перед ячейкой, связанные с переходом к безотрывному обтеканию профиля. Интересно отметить согласованность снижения давления и плотности перед ячейкой и внутри нее. Судя по поведению составляющей скорости u , числа Маха и энергии турбулентности в центре ячейки, в первых трех фазах процесса уловленный вихрь не испытывает влияния внешнего течения и является практически невязким.

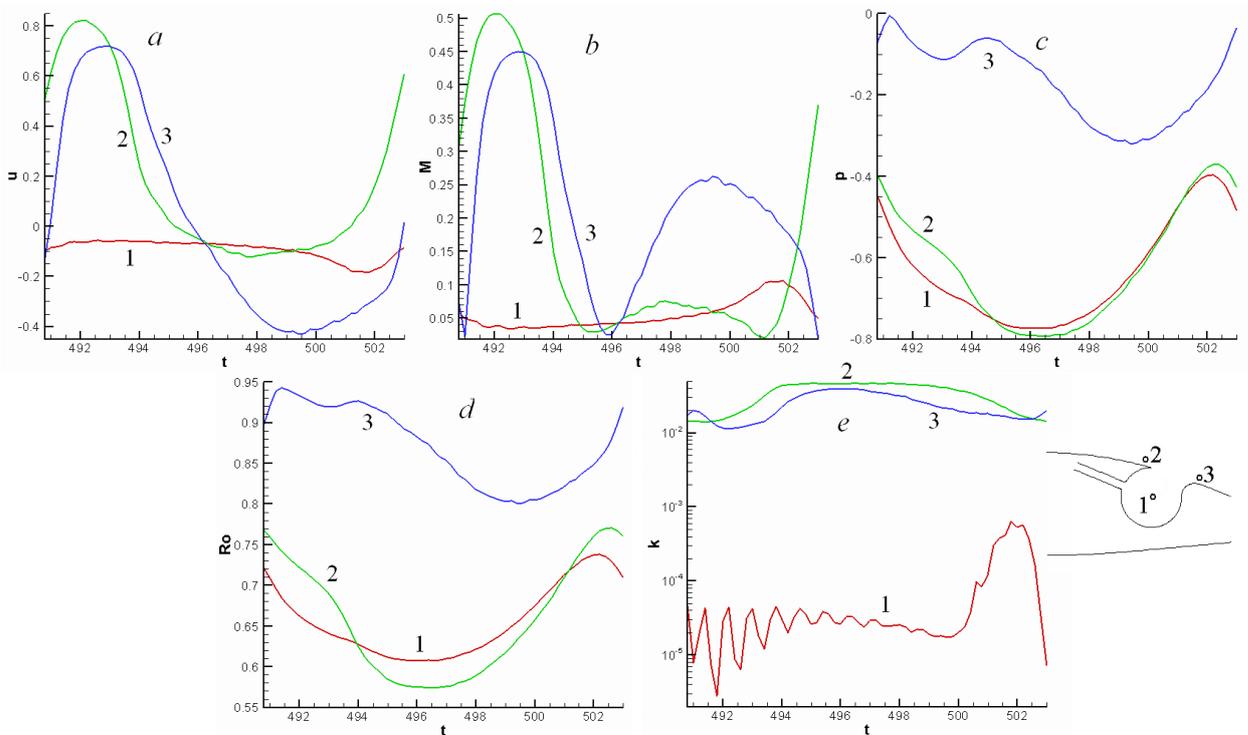


Рис.6.26. Сравнение на периоде колебаний подъемной силы профиля MQ при числе Маха набегающего потока 0.6 изменений в точках перед вихревой ячейкой (1), за ней (2) и внутри ячейки (3) продольной компоненты скорости u (a), числа Маха (b), статического давления p (c), плотности ρ_0 (d) и энергии турбулентности (e).

Во второй фазе с возникновением лямбда-образного скачка формируется локальная отрывная зона за ним и скорость u перед вихревой ячейкой становится отрицательной, а к концу фазы принимает минимальное значение. Важно отметить, что в середине фазы в точке за ячейкой продольная составляющая скорости u становится отрицательной и в дальнейшем растет по абсолютной величине, достигая к концу третьей фазы величины 0.4. Это означает, что точка присоединения внешнего потока, которая в стационарном случае обычно располагается в месте скругления задней кромки каверны, смещается вниз по потоку к задней кромке профиля. Плотность в точке за ячейкой уменьшается, что свидетельствует о смещении зоны торможения потока.

Третья и четвертая фазы процесса характеризуются ростом u впереди и за ячейкой. Отметим, что только в конце четвертой фазы в точке за ячейкой u принимает нулевое значение. Также во всех точках растут давление и плотность, а число Маха за ячейкой имеет локальный экстремум. На четвертой фазе в центре ячейки возникает турбулентное пятно, которое исчезает к концу фазы. Все эти изменения связываются с разрывом отрывной зоны, окружающей вихревую ячейку, с последующим закачиванием воздуха из следа в ячейку, обусловленную работой системы отсоса. И только движение вверх по потоку и трансформация скачка уплотнения приводят к схлопыванию отрывной зоны около ячейки и смещению точки отрыва к задней кромке. Как уже отмечалось, безотрывное обтекание устанавливается в начале первой фазы.

Выводы по п.5.7 и 6.5.

1). Сравнение прогнозов на разномасштабных с пересечением сетках С- и О- типа распределений коэффициента давления по контуру НАСА0012 под углом атаки 4° в воздушном потоке с числом Маха 0.7 и числом Рейнольдса 4×10^6 с экспериментальными данными показало их близость, что указывает на адекватность использованной модели переноса сдвиговым напряжением 2003 года, модифицированной с учетом влияния кривизны линий тока на коэффициент турбулентной вязкости, следуя подходу Родилешчинера-Исаева, а также на приемлемую точность развитой обобщенной процедуры коррекции давления, реализованной в пакете VP2/3.

2). Моделирование до- и трансзвукового обтекания 20% профиля MQ под углом атаки 2° в диапазоне изменения числа Маха от 0.3 до 0.7 с фиксированным числом Рейнольдса 10^7 показывает, что C_x с ростом M монотонно возрастает по параболическому закону примерно от 0.025 до 0.073, C_u и K также монотонно снижаются примерно от 0.8 до 0.25 и от 34 до 4 соответственно.

3). Размещение на верхней дужке за центром на тыльной стороне профиля MQ близкой к круговой малоразмерной (диаметром 0.116) вихревой ячейки со целевым отсосом с

постоянным коэффициентом объемного расхода $c_q=0.007$ приводит к изменению картины обтекания и значительному улучшению аэродинамических характеристик в диапазоне чисел Маха до 0.55: C_{xs} учетом энергетических затрат остается на уровне 0.029, C_u возрастает от 1.05 до 1.23, а K растет линейно от 35 до 43.

4). Кризисные явления на профиле MQ с вихревой ячейкой наблюдаются после $M=0.55$, причем детальный анализ бафтинга для $M=0.6$ показывает, что, несмотря на заметное 50% увеличение C_x и примерно 20% снижение C_u среднее на автоколебательном режиме аэродинамическое качество профиля K остается весьма значительным и равным 24.

5). При числе Маха 0.7 вихревая ячейка перестает функционировать, а аэродинамические характеристики профиля практически не отличаются от гладкого профиля без ячейки.

6). Для профиля MQ с вихревой ячейкой при $M < 0.6$ C_x собственно профиля оказывается отрицательным, т.е. на него действует тянущая сила, уменьшающаяся с ростом числа Маха, в то время как C_x вихревой ячейки положительное и монотонно снижающееся по мере роста M . Профильное сопротивление при этом снижается, а сопротивление трение остается неизменным. Дополнительное сопротивление, обусловленное энергетическими затратами на отсос, возрастает с M , но не превышает 0.01, составляя примерно треть от суммарного лобового сопротивления. Коэффициент массового расхода отсасываемого воздуха C_q монотонно уменьшается с ростом M и при $M=0.55$ составляет 0.0048.

7). По мере роста числа Маха от 0.3 до 0.55 разрежение на верхней дужке постепенно усиливается, а в районе задней кромки за вихревой ячейкой практически остается постоянным, а то время как для гладкого профиля разрежение постепенно ниспадает, а занимаемая им зона на верхней дужке сокращается по мере роста M .

Распределения трения по контуре профиля с вихревой ячейкой практически не меняются с ростом M до 0.55 и демонстрирует безотрывное обтекание задней кромки, в то время как для гладкого профиля в этой области растет зона слабого отрывного течения.

8). Осредненные по периоду колебаний C_u эпюры давления при $M=0.6$, а также эпюра давления при стационарной картине обтекания профиля MQ при $M=0.7$ показывают, что на нижней дужке профиля возникает прогрессирующее разрежение, а уровень разрежения на верхней дужке существенно снижается, при этом при $M=0.7$ наблюдается отчетливый скачок давления выше по потоку от вихревой ячейки.

Распределение трения, осредненное по периоду колебаний C_u , при $M=0.6$ показывает, что обтекание контура в районе задней кромки безотрывное, в то время как при $M=0.7$ отрывная зона образуется в месте возникновения скачка уплотнения, как, впрочем, и для гладкого профиля MQ.

9). Сравнение профилей скорости и полей изолиний энергии турбулентности в вихревой ячейке при числах Маха 0.55, 0.6 показывает ослабевание с ростом M интенсивности циркулирующего потока в ячейке (максимум скорости падает от 1 до 0.6) и значительную турбулизацию набегающего на ячейку внешнего потока.

10). Автоколебательный режим обтекания профиля MQ при $M=0.6$ характеризуется периодическим изменением локальных и интегральных характеристик с $St=0.0838$. Анализ картин осредненных полей параметров потока и характеристик турбулентности показывает, что на верхней дужке профиля возникает зона разрежения (коэффициент давления C_p порядка -2), а поток разгоняется до сверхзвуковой скорости с $M=1.25$, перед вихревой ячейкой поток тормозится на близком к прямому скачке уплотнения, однако в ячейке плотность воздуха в уловленном вихре оказывается меньше плотности невозмущенного потока (порядка 0.8). Течение за скачком становится турбулентным, но уловленный крупномасштабный вихрь сохраняет практически невязкое ядро. Обтекание задней кромки профиля безотрывное.

11). Детальный численный анализ бафтинга при $M=0.6$ показал, что периодический автоколебательный режим обтекания профиля MQ сопровождается движением по его контуру ударной волны, с перестроением ее от прямого скачка в лямда-образный скачок в окрестности вихревой ячейки, с перемещением отрыва пограничного слоя, возникновением и исчезновением в районе задней кромки профиля отрывной зоны течения. Выделяются четыре фазы развития процесса: фаза нарастания интегральной нагрузки – роста C_x до максимума и увеличения C_u (продолжительностью примерно 3), фаза снижения C_x до выхода на полку и достижения максимума C_u (длительность 4), фаза практически неизменного C_x и снижения C_u (продолжительностью 2.5), фаза разгрузки профиля – одновременного уменьшения C_x , C_u (длительность около 2.5).

12). В первой фазе роста нагрузки на профиль отмечается перемещение прямого скачка вниз по потоку к вихревой ячейке и нарастание зоны разрежения на верхней дужке, сопровождаемое довольно резким снижением аэродинамического качества с 45 до 20. В окрестности перед вихревой ячейкой скорость и число Маха сначала выходят на максимум, а затем резко падают, хотя u остается положительной, т.е. отрыва пограничного слоя не возникает. Также перед ячейкой значительно увеличивается уровень турбулентности (примерно от 0.01 до 0.05). Плотность и давление перед ячейкой и внутри нее синхронно снижаются, в то время как за ней изменения плотности и давления невелики и они мало отличаются от параметров невозмущенного потока. Вихревая вязкость в ядре уловленного вихря практически отсутствует. Течение ниже

вихревой ячейки в окрестности задней кромки трансформируется из отрывного при $R_x = R_{x\min}$ через примерно 1.5 в безотрывное.

13). Вторая фаза характеризуется неизменным положением скачка уплотнения с постепенным превращением его из прямого в лямбда-образный. При этом перед вихревой ячейкой возникает растущая зона отрыва с постепенным смещением точки присоединения по контуру вниз от ячейки, с ростом скорости отрывного течения за ячейкой. Однако обтекание задней кромки еще остается безотрывным. C_u возрастает до 1.2, а суммарный C_x (с учетом потерь на отсос) снижается примерно до 0.045. В результате аэродинамическое качество выходит на уровень 25. Во второй фазе плотность и давления перед ячейкой и в ядре уловленного вихря достигают своих минимумов. Также отмечается снижение плотности и давления с резким увеличением числа Маха за ячейкой. На этой фазе коэффициент массового расхода также проходит свой минимум.

14). Третья фаза связывается с движением вверх по потоку лямбда-образного скачка и перемещением зоны отрыва пограничного слоя. По завершении фазы отрывная зона размыкается и внешний поток, прошедший скачок уплотнения, не присоединяется к профилю. Интересно отметить, что с возрастанием C_q падает дополнительное сопротивление за счет энергетических потерь на отсос. Достигается минимум и за ячейкой (причем его абсолютная величина значительная и составляет 40% от скорости невозмущенного потока). Также наблюдается максимум локального числа Маха за ячейкой в середине фазы. Отрывная зона перед ячейкой заметно ослабевает к концу фазы. Растут плотность и давление перед и внутри ячейки, а с некоторой задержкой и за ней. Лобовое сопротивление немного пульсирует, но уровень его снижается незначительно, C_u уменьшается, но аэродинамическое качество остается на уровне 25.

15). Четвертая фаза характеризуется практически неизменным положением скачка и его перестройкой от лямбда-образного в прямой скачок. Отрыв пограничного слоя за ним прекращается и поток присоединяется к стенке вплоть до вихревой ячейки, причем скорость перед ячейкой резко нарастает. В четвертой фазе наблюдаются максимумы плотности и давления перед ячейкой и внутри нее, турбулизация в ядре уловленного вихря, максимум C_q и минимум $C_{x\text{add}}$. Отрывная зона в районе задней кромки перестает охватывать вихревую ячейку, т.е. имеет место присоединение внешнего потока к области за ней, причем скорость и в конце фазы становится равной нулю. Хотя C_x , C_u монотонно снижаются, однако аэродинамическое качество K растет примерно до 47.

6.6. Управление аэродинамическими характеристиками полукругового профиля за счет расхода отсасываемого воздуха.

Показано, что размещение на спинке наклоненного под углом атаки 5° полукругового профиля вихревой ячейки диаметром 0.2 в долях хорды при росте среднemasсовой скорости щелевого отсоса свыше 0.15 от скорости набегающего потока приводит к перестройке картины турбулентного обтекания, причем при оптимальной скорости отсоса 0.75 достигается максимум коэффициента подъемной силы порядка 1.7 и аэродинамическое качество 10.

Здесь была поставлена задача управления аэродинамическими характеристиками толстого (50%) полукругового профиля при его нестационарном обтекании несжимаемой вязкой жидкостью на малом угле атаки $\alpha = 5^\circ$ с помощью расположенной на спинке профиля малогабаритной круговой вихревой ячейки при изменении среднemasсовой скорости u_{suc} щелевого отсоса от 0 до 1 (в долях скорости невозмущенного потока, принятой в качестве характерной). Форма и размеры ячейки выбираются близкими к рекомендованным в [89], а ее расположение соответствует оптимальному положению, обоснованному в [63].

Численное исследование турбулентного низкоскоростного обтекания воздухом полукругового профиля выполняется, принимая во внимание незначительное скругление передней и задней кромок. Длина хорды профиля L принята за характерный размер так, что остальные линейные размеры выражены в ее долях. Число Рейнольдса равно 45000. Радиус скругления кромок принимается равным 0.002.

Вихревая ячейка близкой к круговой формы имеет радиус $R=0.1$, x -координата (в связанной системе координат) середины окна – 0.6494. Координата y центра ячейки в долях R – (-0.707). Кромки острые. Размер окна – 1.414 R .

В круговой вихревой ячейке реализуется отсос воздуха с фиксацией среднemasсовой скорости u_{suc} в отводящем прямолинейном канале длиной $2R$ и шириной $0.025R$. Дуговая координата центра канала в долях расстояния по дуге между кромками – 0.25, а радиус скругления – 0.1 R .

На входной части внешней границы расчетной области заданы параметры невозмущенного потока. Характеристики турбулентности определены также как, например, в [78], для условий проведения физических экспериментов в аэродинамических трубах. Так, энергия турбулентности на входной границе k_∞ задана по степени турбулентности набегающего потока $Tu_\infty = 1.5\%$, а масштаб турбулентности l_∞ выбран равным длине хорды профиля.

На выходной части внешней границы ставятся мягкие граничные условия (условия продолжения решения), на поверхности тела, включая контуры вихревых ячеек, – условия прилипания. y^+ у стенки выбирается порядка 1. В качестве начальных условий рассматривается состояние торможения равномерного потока перед внезапно остановленным толстым профилем, первоначально дрейфующим со скоростью потока. Серия расчетов обтекания профиля с вихревыми ячейками с различными среднemasсовыми скоростями отсоса выполняется, начиная с варианта, при котором среднemasсовая скорость равна 0.5.

Расчетные сетки структурированные. Внешняя прямоугольная сетка MG, содержащая 210×89 ячеек, простирается от -11.43 до 51.11 по продольной координате и от -11.63 до 12.03 по вертикальной. Минимальные шаги сетки по обоим направлениям равны 0.1. Внутренняя прямоугольная сетка AG с 187×63 ячейками, предназначенная для отображения вихревой дорожки за профилем, по продольной координате позиционируется от -1.41 до 11.04 и по вертикальной координате – от -1.61 до 2.01. Минимальные шаги по обоим координатам выдерживаются равными 0.05.

Таблица 6.4

Сравнение экспериментальных данных и численных прогнозов осредненных по времени коэффициента C_y полукругового профиля

	C_y
Эксперимент [13]	-0.3
Расчет	0
Расчет [81]	0.07

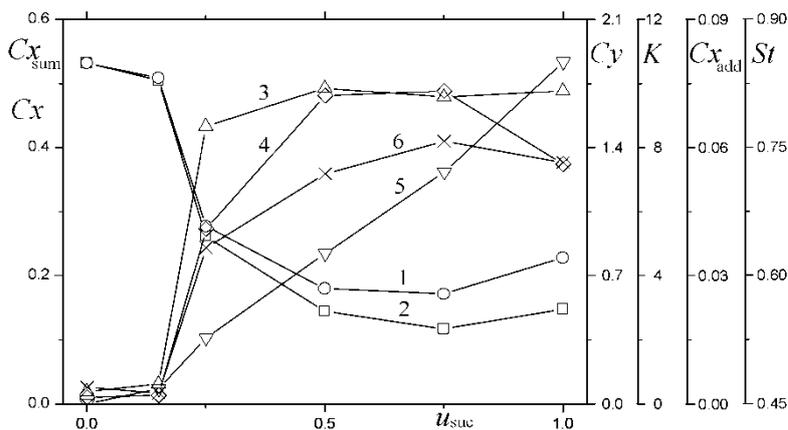


Рис.6.27. Влияние среднemasсовой скорости отсоса u_{suc} на осредненные по времени коэффициенты суммарного $C_{x_{sum}}$ (1) и C_x расчетного (2) лобового сопротивления, коэффициент подъемной силы C_y (3), аэродинамическое качество K (4), коэффициент дополнительного лобового сопротивления, связанного с энергетическими затратами $C_{x_{add}}$ (5) и число Струхала St (6).

Вокруг полукругового профиля строится согласованная с контуром сетка O-типа CG, содержащая 272×65 ячеек и имеющая ширину 0.5. Пристеночный шаг сетки равен 10^{-4} . В

области вихревой ячейки размещаются сетка O-типа, содержащая 156×65 ячеек. Ее центральную зону закрывает прямоугольная «заплата» с 37×37 ячейками, а щелевой отводящий канал разбивается сеткой с 81×121 ячейками.

Многоблочные вычислительные технологии, реализованные в пакете VP2/3 (скорость-давление, 2D/3D-версии), нацелены на отображение разномасштабных гидродинамических особенностей решаемой задачи [42]. Подобно анализу автоколебательных режимов турбулентного обтекания профиля NASA0012 [3] в данной работе рассматриваются периодические решения для угла атаки 5° в диапазоне изменения $u_{\text{suc}} = 0 \div 1$, причем сравниваются численные прогнозы, осредненные по периоду колебаний C_u .

На рис.6.27-6.29 и в таблице 6.4 демонстрируются некоторые осредненные во времени расчетные и экспериментальные результаты. Сравнение прогнозов C_u полукругового профиля, полученных на различных сеточных структурах в данном исследовании и в [55], показывает их хорошее согласие (Табл.6.4). Некоторое рассогласование с данными [76] обусловлено как отклонением формы профиля в экспериментах от полукруговой, так и высокоградиентным поведением $C_u(\alpha)$ при близких к нулю α [55].

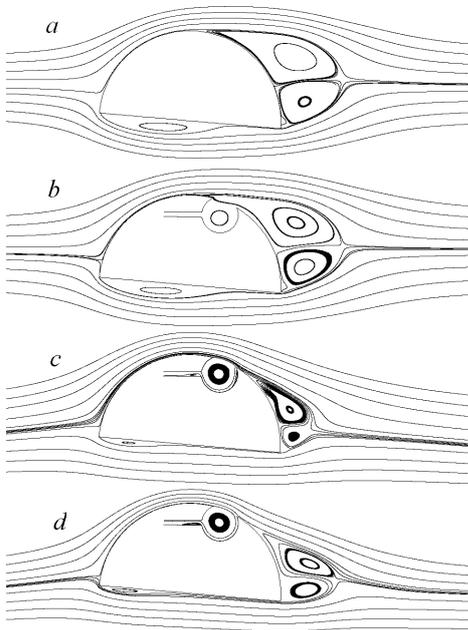


Рис.6.28. Сравнение осредненных по времени картин отрывного обтекания полукругового профиля при угле атаки 5° без вихревой ячейки (a) и с вихревой ячейкой при среднемассовой скорости отсоса: $u_{\text{suc}} = 0.15$ (b), 0.25 (c) и 0.75 (d).

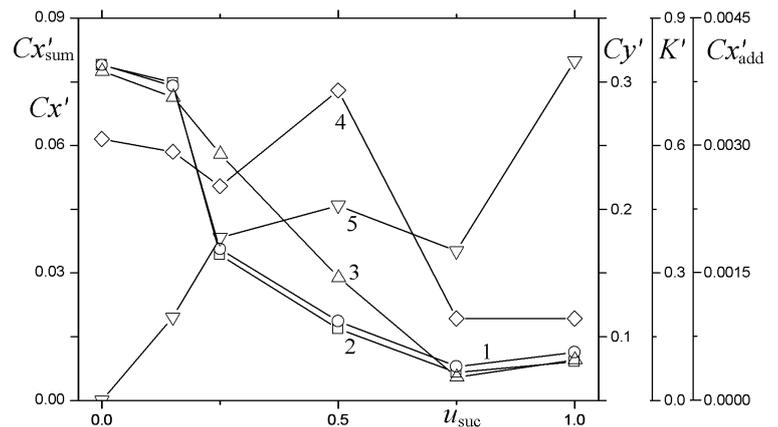


Рис.6.29. Влияние среднемассовой скорости отсоса u_{suc} на осредненные по времени пульсации коэффициентов суммарного Cx'_{sum} (1) и расчетного Cx' (2) лобового сопротивления, коэффициента подъемной силы Cy' (3), аэродинамического качества K' (4) и коэффициента дополнительного лобового сопротивления, связанного с энергетическими затратами Cx'_{add} (5).

Анализ аэродинамических характеристик полукругового профиля при изменении среднemasсовой скорости отсоса в вихревой ячейке (рис.6.27) демонстрирует эффективность рассматриваемого способа управления обтеканием толстой несущей поверхности в условиях периодического вихреобразования в следе. Увеличение подъемной силы и повышение аэродинамического качества сочетаются со снижением лобового сопротивления, в том числе с учетом энергетических затрат на отсос воздуха из ячейки, оцененных по методике [52]. Обуславливающие эти изменения перестройка структуры обтекания, режим с оптимальными характеристиками отображены на рис.6.28.

Анализ поведения пульсаций аэродинамических характеристик, в качестве которых рассматриваются среднеквадратические отклонения от средних величин на периоде колебаний C_u , при изменении u_{suc} демонстрируется на рис.6.29.

Выводы.

1).С увеличением среднemasсовой скорости щелевого отсоса u_{suc} свыше 0.15 при периодическом режиме обтекания полукругового профиля с круговой ячейкой происходит перестройка вихревой структуры обтекания, связанная с перемещением точки отрыва вниз потоку по контуру профиля за заднюю кромку вихревой ячейки.

2).Перестройка сопровождается изменением угла подхода критической линии тока к профилю с отрицательного на положительный, возрастанием подъемной силы, снижением суммарного с учетом энергетических затрат лобового сопротивления и повышением аэродинамического качества. Также скачкообразно увеличивается число Струхалия St , т.е. более чем на порядок увеличивается частота схода вихрей, а пульсации лобовой силы падают примерно в 2.5 раза.

3).Дальнейшее увеличение среднemasсовой скорости отсоса сопровождается выходом коэффициента подъемной силы на уровень порядка 1.7, монотонным повышением коэффициента лобового сопротивления, связанного с энергетическими затратами, а также ростом числа Струхалия St и снижением уровня пульсаций C_x' и C_y' . При скорости отсоса 0.5 наблюдается аномальный рост пульсаций аэродинамического качества K' и $C_x'_{add}$, связанного с энергетическими затратами на отсос.

4).При среднemasсовой скорости отсоса 0.75 аэродинамическое качество K максимально и имеет величину порядка 10, суммарный коэффициент лобового сопротивления $C_{x_{sum}}$ минимален, а число Струхалия St принимает максимальное значение, равное 0.75. Пульсации интегральных характеристик при этом оказываются минимальными.

Система отсоса вентилятором в отводящий канал и выбросом струи в ближний след.
Расположение на тыльной стороне полукругового профиля цилиндрической вихревой ячейки диаметром 0.2 со щелевым отсосом в отводящий канал с выдувом струи воздуха тангенциально основанию в окрестности задней кромки при перепаде давления на установленном в канале вентиляторе, равному удвоенному скоростному потоку, приводит при нулевом угле атаки к перестройке нестационарной отрывной картины обтекания профиля со смещением точки отрыва за вихревую ячейку к задней кромке профиля. При этом кардинально изменяются интегральные силовые характеристики: подъемная сила из ультранизкой отрицательной становится положительной, а лобовое сопротивление уменьшается вдвое. Статическое давление уменьшается в два-три раза на верхней дужке и повышается вдвое на нижней, причем уровень пульсаций давления понижается более, чем на порядок.

До недавних пор рассматривалась упрощенная трактовка щелевого отсоса в предположении о выбросе воздуха в зону с нулевым избыточным давлением [78]. В [26] при анализе турбулентного обтекания кругового цилиндра с двумя вихревыми ячейками впервые введена система отсоса с отводящими трактами и выбросом воздуха в ближний след за цилиндром через центральный канал с расположенным в нем вентилятором. Показано, что включение модели вентилятора с перепадом давления позволяет стабилизировать обтекание, устранить вихревую дорожку в следе и существенно снизить лобовое сопротивление цилиндра с учетом энергетических затрат.

Здесь вентилятор располагается в криволинейном отводящем канале, отсасывающем воздух из цилиндрической вихревой ячейки, размещенной на тыльной стороне полукругового профиля (рис.16а). Дается анализ перестройки вихревой структуры обтекания полукругового профиля при весьма умеренном коэффициенте отсоса, которая сопровождается кардинальным изменением интегральных и локальных характеристик обтекания.

Постановка задачи. Рассматривается полукруговой профиль толщиной 50% с радиусами скругления кромок 0.002 в равномерном низкоскоростном потоке воздуха при числе Рейнольдса 4×10^4 под нулевым углом атаки. Скорость потока и длина хорды выбраны в качестве масштабов обезразмеривания. Начало системы декартовых координат x, y располагается в середине основания профиля.

Вихревая ячейка круговой формы с радиусом 0.1 располагается в контуре верхней дужки профиля с заглублением центра ячейки в долях радиуса ячейки, равном -0.707. Положение середины окна в долях длины контура верхней дужки – 0.6. Ширина щелевого канала – 0.25 в долях радиуса ячейки. Его положение между кромками ячейки – 0.25 от

длины контура ячейки. Вентилятор размещается на расстоянии 0.7 длины отводящего канала в районе выдува струи. Перепад давления на вентиляторе задается равным удвоенному скоростному напору.

Расчет нестационарного обтекания толстого профиля завершается при выходе на автоколебательный режим с периодическим изменением локальных и интегральных характеристик во времени.

Прямоугольная расчетная область простирается примерно на 72 в продольном направлении и на 42 в вертикальном. Начало координатной системы x, y располагается на расстоянии 21 от входной границы симметрично относительно верхней и нижней границ. На входной границе задаются фиксированные условия для равномерного потока и характеристик турбулентности. Степень турбулентности выбирается из условия соответствия экспериментам [13] и равняется 1%, масштаб турбулентности принимается равным хорде профиля. На остальных границах задаются мягкие граничные условия (условия продолжения решения на границу). Расчетная область разбивается неравномерной сеткой с количеством ячеек 340×317 с минимальными шагами, равными 0.1. Для отображения характеристик нестационарного вихревого следа за профилем он покрывается довольно подробной сеткой с минимальными шагами 0.05, содержащей 189×63 ячеек, в прямоугольной области длиной 11.4 и шириной 4. Начало координат располагается на расстоянии 1.4 от передней границы зоны. Профиль окружает O-сетка в подобласти шириной 0.5, содержащая 291×65 ячеек со сгущением к поверхности профиля. Пристеночный шаг равен 10^{-4} . Также вводится группа сеток в районе и внутри вихревой ячейки, а также отводящего канала. Общее число расчетных ячеек составляет величину порядка 166 тысяч.

Временной шаг выбирается равным 0.01. Количество итерационных шагов в блоке коррекции давления – 30. Выход на автоколебательный режим осуществляется примерно за 50 безразмерных единиц.

Таблица 6.5

Сравнение осредненных по периоду колебаний C_u интегральных характеристик обтекания полукругового профиля с вихревой ячейкой и без нее

Конфигурации	Полукруговой профиль		Полукруговой профиль с вихревой ячейкой
	Эксперимент [13]	расчет	расчет
C_x	0.5	0.49	0.24
C_y	-1.1	-1.0	0.53
K	-2.2	-2.04	2.22
C_{xadd}	-	-	0.01
C_q	-	-	0.006
St	-	0.433	0.568

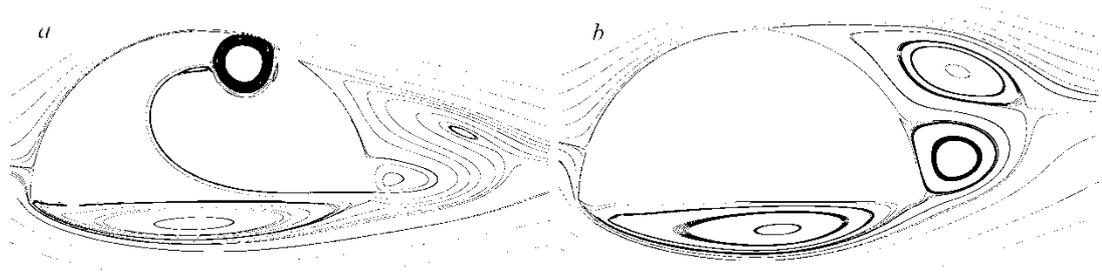


Рис.6.30. Сравнение осредненных по периоду колебаний C_y картин отрывного обтекания полукругового профиля с вихревой ячейкой (a) и без нее (b) под нулевым углом атаки.

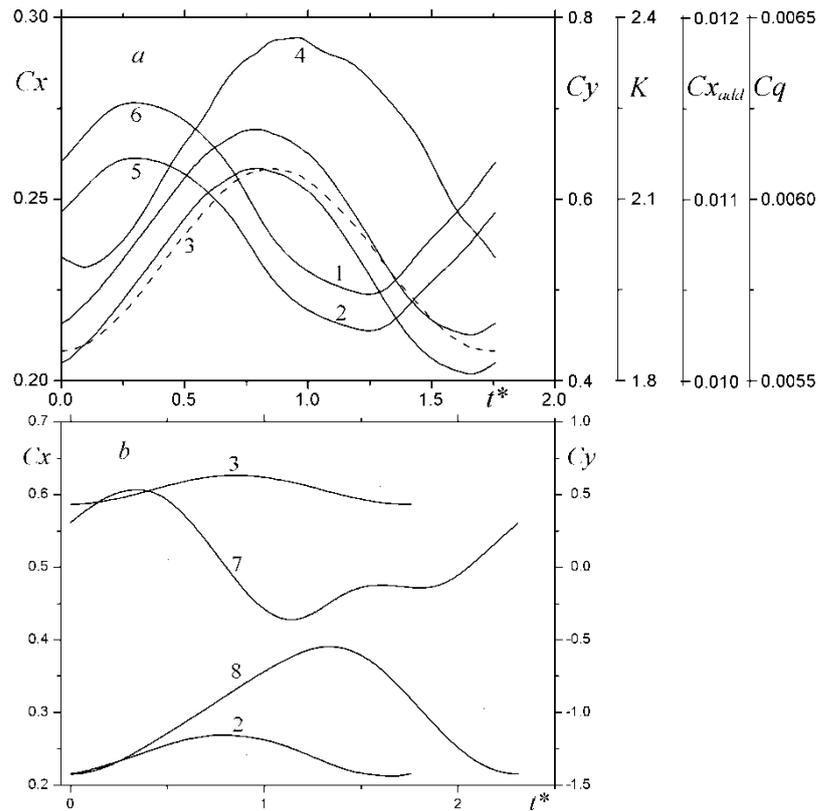


Рис.6.31. Поведение (a) на периоде колебаний C_y расчетного и суммарного коэффициентов C_x (кривые 1 и 2) и C_y (кривые 3), аэродинамического качества K (кривая 4), дополнительного сопротивления, обусловленного энергетическими затратами C_{xadd} (кривая 5), и коэффициента расхода C_q (кривая 6), а также сравнение (b) C_x и C_y для полукругового профиля с вихревой ячейкой и без (кривые 7 и 8).

Некоторые из полученных результатов представлены на рис.6.30-6.32 и в таблице 6.5. Сравнение осредненных по времени на автоколебательном режиме картин обтекания полукругового профиля при наличии и отсутствии вихревой ячейки на рис.6.30 показывает трансформацию структуры течения при размещении вихревой ячейки на спинке профиля. Максимальная скорость циркулирующего потока в ячейке оказывается порядка 0.7, а скорость в отводящем канале составляет 30% от характерной скорости. На рис.6.31, a демонстрируется поведение коэффициентов расчетного и суммарного (с учетом энергетических затрат) лобового сопротивления, подъемной силы и аэродинамического

качества, а также дополнительного, обусловленного энергетическими затратами сопротивления и коэффициента расхода на периоде колебаний C_y , где t^* – приведенное к началу периода время. На рис.6.31,*b* сравниваются C_x и C_y для полукругового профиля в присутствии и без вихревой ячейки. Распределения осредненного и пульсационного давления вдоль хорды полукругового профиля представляются на рис.6.32, причем для их оценки используется методология [78].

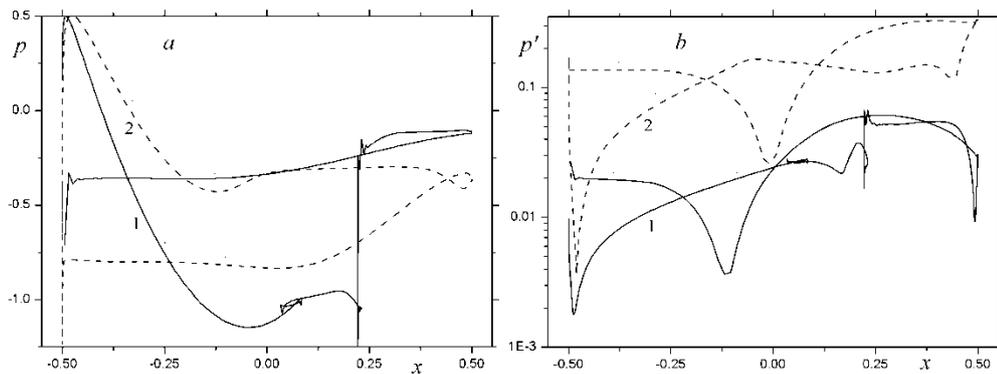


Рис.6.32. Сравнение осредненных по периоду колебаний C_y распределений поверхностного статического p (*a*) и пульсационного p' (*b*) давления вдоль хорды профиля. 1 – профиль с вихревой ячейкой, 2 – профиль без вихревой ячейки. p' нанесено в логарифмических координатах.

Выводы.

1). Расположение на тыльной стороне полукругового профиля цилиндрической вихревой ячейки диаметром 0.2 со щелевым отсосом с помощью вентилятора в отводящий канал с выбросом воздуха тангенциально основанию в окрестности задней кромки при перепаде давления на вентиляторе, равному удвоенному скоростному напору, приводит при нулевом угле атаки к перестройке нестационарной отрывной картины обтекания профиля со смещением точки отрыва за вихревую ячейку к задней кромке профиля. При этом увеличивается частота вихреобразования, а число Струхалия растет с 0.43 до 0.57.

2). Кардинально изменяются интегральные силовые нагрузки. Для полукругового профиля под нулевым углом атаки характерна экстремальная ультранизкая отрицательная подъемная сила (C_y порядка -1). При размещении вихревой ячейки подъемная сила становится положительной с C_y порядка 0.5. Лобовое сопротивление при этом снижается вдвое.

3). Коэффициент расхода C_q отсасываемого воздуха довольно умеренный и равный 0.006, при этом дополнительное, вызванное энергетическими затратами лобовое сопротивление составляет не более 4% от суммарного.

4). Асимметричный характер поведения C_x и C_y на периоде колебаний, присущий полукруговому профилю меняется на близкий к синусоидальному.

5).Размещение вихревой ячейки на полукруговом профиле приводит к кардинальной перестройке распределения локальной нагрузки на его контуре. На верхней дужке статическое давление уменьшается в два-три раза до вихревой ячейки, но за ней уровень давления становится выше, чем для гладкого профиля. На основании профиля – нижней дужке – статическое давление увеличивается вдвое при размещении вихревой ячейки. В результате отрицательная подъемная сила меняет знак на положительную.

6).Уровень пульсаций давления при размещении вихревой ячейки более, чем на порядок ниже по сравнению с обтеканием гладкого профиля.

7. Заключение.

Книга завершена, но жизнь и исследования продолжаются.

Эта книга вторая по проблематике, связанной с аэродинамикой тел с вихревыми ячейками. Первая вышла в 2001 году к 70-летию Саратовского авиационного завода, который был ядром концерна ЭКИП. Поэтому, естественно, что летательный аппарат конструкции Л.Н.Щукина, а точнее его двумерная модель находились в центре внимания первой книги. Помимо собственно аэродинамических исследований модельных тел – круговых цилиндров и толстых профилей с вихревыми ячейками, а также вихревой ячейки в плоскопараллельном и диффузорном канале в ней нашли отражение разработанные экспериментальные установки и специализированные моделирующие комплексы, на базе которых развернуты обширные методические, тестовые изыскания в области развитых многоблочных вычислительных технологий, оценки приемлемости модели турбулентности, анализа характерных физических особенностей вихревых ячеек и их влияния на управление обтеканием тел. Важнейшее отличие вихревой ячейки от уловленного вихря, сформированного в поперечной траншее, расположенной в корпусе тела, состоит в интенсификации циркулирующего в ячейке потока при внесении в него импульса за счет сосредоточенного (щелевого) или распределенного (с поверхности центрального тела) отсоса, движения части контура каверны или вращения центрального тела в каверне. Подчеркнем, что в аппарате ЭКИП расположенные в эллиптических пазах на тыльной стороне профиля четыре вихревых ячейки функционируют за счет отбора воздуха в двигательную установку через размещенные в пазах центральные тела (как воздухозаборники). В результате создания в ячейках высокоинтенсивных вихрей обтекание толстого профиля становится близким к безотрывному, что обеспечивает аппарату высокую подъемную силу и аэродинамическое качество. Поскольку отсосы воздуха через центральные тела в вихревых ячейках рассматривались как воздухозаборники для двигательной установки аппарата ЭКИП, то авторы проекта не оценивали эффективности данного способа управления. Создание математической двумерной модели толстого профиля ЭКИП выполнено с учетом энергетических затрат на отсос в вихревых ячеек, которые пересчитаны в дополнительное лобовое сопротивление, добавленное к рассчитанному на основе распределений статического давления и трения. Причем показано, что управление турбулентным обтеканием несжимаемой вязкой жидкостью цилиндров и толстых профилей с вихревыми ячейками является достаточно эффективным и существуют оптимальные расходы отсасываемого воздуха, при которых лобовое сопротивление минимально.

Вторая книга подготовлена через пятнадцать лет после выхода первой. Два важных события произошло за минувший период. Был завершен проект Еврокомиссии VortexCell2050 (Шестая Рамочная Программа) и ведутся исследования по проекту Российского научного фонда 14-19-00003. Ряд полученных в них материалов нашли отражение в этой книге.

По Европроекту следует отметить, прежде всего, данные измерений на различных установках Института механики МГУ, ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, CIRA (Турин, Италия), университета Саутгемптона, использованные для верификации численных моделей. Также получены важные результаты по численному моделированию дозвукового обтекания толстых (37.5%) профилей с вихревыми ячейками, связанные с возникновением кризиса сопротивления на умеренных (порядка 0.4-0.5) числах Маха и прерыванием функционирования вихревых ячеек.

Аналитические и численные исследования позволили обосновать рациональную форму вихревых ячеек. Рассмотрен широкий спектр профилей различной толщины (20-24%) и формы с одной вихревой ячейкой. Эти исследования частично получили развитие в проекте РНФ и отражены в этой книге. Так, представлены результаты по оптимальному расположению вихревой ячейки на толстом профиле, которому соответствует максимальная подъемная сила и аэродинамическое качество. Определены рациональные габариты круговой вихревой ячейки и предпочтительное положение щелевого канала на контуре ячейки. Обосновано преимущество щелевого отсоса по сравнению с отсосом от загромождающим ячейку центрального тела (аэродинамическое качество профиля ЭКИП повысилось многократно до 160).

Важным достижением последних лет представляется систематическое численное и физическое исследование аэродинамики полукругового 50% профиля при малых углах атаки, которое характеризуется ультранизким отрицательным коэффициентом подъемной силы. Оно имеет значительный методический интерес и служит для сравнительного анализа численных прогнозов, полученных на различных сетках, моделях турбулентности, пакетах прикладных программ (VP2/3, Sigma-Flow, Fluent, CFX, StarCCM+, OpenFOAM). При этом число Маха изменяется от 0 до 0.5.

Размещение на полукруговом профиле вихревой ячейки с переменным расходом отсасываемого воздуха позволило определить скорости щелевого отсоса, при которых наблюдается перестройка картины течения с перемещением точки присоединения за вихревую ячейку, сокращением зоны вихревого следа, уменьшением лобового сопротивления, ростом подъемной силы и аэродинамического качества. На этом профиле смонтирована система отсоса с установленным в отводящем тракте вентилятором и

выбросом воздуха в районе задней кромки в зону низкого давления. Показана работоспособность вихревой ячейки с такой системой отсоса.

Важнейшей частью выполняемых исследований является развитие, верификация и применение пакета VP2/3 (скорость-давление, 2D/3D), базирующегося на решении осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса. Пакет возник для обеспечения работ по этой проблематике и связан с разработкой многоблочных вычислительных технологий (MBT), основанных на разномасштабных структурированных сетках простой топологии с наложением [42]. К середине прошлого десятилетия получила обобщение процедура коррекции давления для расчета сжимаемых и несжимаемых отрывных течений. Пакет был переписан на C++ и распараллелен на многоядерном кластере. Он прошел апробацию на многочисленных тестовых задачах, как описанных в литературе и ИНТЕРНЕТе, так и имеющих физические аналоги на специальных физических стендах.

Уточнение MBT и прогресс в их распараллеливании связан с разработкой композитных сеток типа DRAGON, в которых места пересечения структурированных сеток заменяются неструктурированными вставками. В книге приводятся некоторые результаты по их обоснованию.

В середине прошлого десятилетия также была предложена модификация известной модели переноса сдвиговых напряжений Менгера 2003 года, учитывающая влияние кривизны линий тока на вихревую вязкость в рамках подхода Роди-Лещинера-Исаева. В последние годы она системно верифицируется на задачах расчета стационарных и нестационарных многомерных задачах внешней и внутренней аэродинамики с учетом влияния сжимаемости. Предложенная поправка позволяет избежать нефизической накачки вихревой вязкости в ядра крупномасштабных вихрей. Показана ее предпочтительность в сравнении с другими поправками, а также продемонстрировано, что она не уступает по точности четырехпараметрическим моделям турбулентности.

Широкое распространение в данной книге получил проиллюстрированный на ряде задач подход к расчету периодических отрывных течений несжимаемой жидкости и сжимаемого газа. Важной составляющей комплексных исследований являются физические эксперименты, в частности, по характеристикам консолей. Это направление работ по аэродинамике толстых несущих поверхностей с вихревыми ячейками имеет большую перспективу.

Фронт дальнейших работ по рассматриваемой тематике во многом вытекает из доведения до завершения начатых исследований, проиллюстрированных в книге.

Прежде всего, хотелось бы систему отсоса с вентилятором в отводящем тракте распространить на профили меньшей толщины, чем полукруговой профиль и увеличить число вихревых ячеек, чтобы приблизиться к безотрывному режиму обтекания профиля.

Необходимо выйти на крейсерские числа Маха для толстых профилей с вихревыми ячейками. Широкие перспективы в решении пространственных задач, связанных с толстыми профилями с вихревыми ячейками. Особенно перспективными выглядят комбинированные схемы толстых крыльев с вихревыми ячейками, постепенно переходящих в тонкие крылья без ячеек.

Также широким видится круг методологических изысканий. Так, напрашивается объединение версии модели переноса сдвиговых напряжений, учитывающей влияние ламинарно-турбулентного перехода, с коррекцией на кривизну линий тока применительно для расчета отрывных течений при умеренных числах Рейнольдса.

Управление обтеканием тел с вихревыми ячейками безусловно обладает большой притягательностью. Весьма интересными и важными представляются отработки сценариев функционирования вихревых ячеек в условиях возникающих возмущений, например, при смене режимов полета.

В целом, аэродинамика утолщенных тел с вихревыми ячейками имеет значительные перспективы как развития фундаментальных, так и прикладных исследований.

В заключение, следует высказать признательность за поддержку исследований, нашедших отражение в книге, Российскому Научному Фонду (проект 14-19-00003), Российскому фонду фундаментальных исследований (проекты №№ 02-01-01160, 05-01-00162, 08-01-00059, 11-01-00039, 14-01-00043, разработка и тестирование пакета VP2/3), Европейской комиссии (Шестая рамочная программа, проект VortexCell2050, контрактный номер AST4-СТ-2005-012139, программные разработки и сравнения с экспериментами), а также государственной поддержке научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых в российских вузах (ведущий ученый — С. Исаев, КНИТУ-КАИ, г. Казань) по гранту Правительства России № 14.Z50.31.0003 (методические расчеты).

Литература.

1. Андронов П. Р., Гувернюк С. В., Дынникова Г. Я. Вихревые методы расчета нестационарных гидродинамических нагрузок. М.: Изд-во Моск.ун-та, 2006. 184с.
2. Баранов П.А., Гувернюк С.В., Зубин М.А., Исаев С.А. Численное и физическое моделирование циркуляционного течения в вихревой ячейке на стенке плоскопараллельного канала // Механика жидкости и газа. 2000. №5. С.44-56.
3. Баранов П.А., Гувернюк С.В., Исаев С.А., Судаков А.Г., Усачов А.Е. Моделирование периодических вихревых структур в следе за профилем // Ученые Записки ЦАГИ. 2014. Т.XLV. №2. С.63-77.
4. Баранов П.А., Гувернюк С.В., Исаев С.А., Харченко В.Б. Моделирование ламинарного обтекания цилиндра с соосным передним диском при малых и умеренных углах атаки с помощью многоблочных вычислительных технологий // Аэромеханика и газовая динамика. 2003. №1. С.16-27.
5. Баранов П.А., Исаев С.А., Пригородов Ю.С., Судаков А.Г. Численное моделирование ламинарного обтекания цилиндра с пассивными и активными вихревыми ячейками в рамках концепции декомпозиции расчетной области и при использовании многоярусных сеток // Письма в ЖТФ. 1998. Т.24. Вып.8. С.33-41.
6. Баранов П.А., Исаев С.А., Пригородов Ю.С., Судаков А.Г. Численное моделирование эффекта снижения сопротивления цилиндра с вихревыми ячейками при наличии системы управления турбулентным пограничным слоем // Письма в ЖТФ. 1998. Т.24. Вып.17. С.16-23.
7. Баранов П.А., Исаев С.А., Пригородов Ю.С., Судаков А.Г. Численный анализ влияния угла атаки на турбулентное обтекание толстого профиля с вихревыми ячейками потоком несжимаемой жидкости // Инженерно-физический журнал. 2000. Т.73. №4. С.719-727.
8. Баранов П.А., Исаев С.А., Пригородов Ю.С., Судаков А.Г. Численный анализ влияния формы встроенных вихревых ячеек на турбулентное стационарное обтекание кругового цилиндра // Инженерно-физический журнал. 2003. Т.76, №6. С.38-44.
9. Баранов П.А., Исаев С.А., Пригородов Ю.С., Судаков А.Г. Управление турбулентным обтеканием толстого профиля при интенсификации потока в вихревых ячейках за счет отсоса с поверхности центральных тел // Известия АН. Механика жидкости и газа. 2003. №3. С.57-68.
10. Баранов П.А., Исаев С.А., Судаков А.Г., Усачов А.Е. Численное моделирование турбулентного обтекания вязким газом цилиндра с круговой вихревой ячейкой при

- отсосе с поверхности центрального тела // Известия АН. Механика жидкости и газа. 2007. №6. С.34-45.
11. Баранов П.А., Исаев С.А., Усачов А.Е. Численный анализ влияния вращающихся кормовых цилиндров на нестационарный след за удлиненным телом // Инженерно-физический журнал. 2000. Т.73. №3. С.606-613.
 12. Басаргин И.В., Дементьев И.М., Мишин Г.И. Полигон для аэродинамических исследований. В кн: Аэрофизические исследования сверхзвуковых течений. М-Л., Наука, 1967. С.168-178.
 13. Белов И.А. Взаимодействие неравномерных потоков с преградами. Л.: Машиностроение, 1983. 144с.
 14. Белов И.А., Исаев С.А., Коробков В.А. Задачи и методы расчета отрывных течений несжимаемой жидкости. Л.: Судостроение, 1989. 253с.
 15. Белоцерковский С.М., Ништ М.И. Отрывное и безотрывное обтекание тонких крыльев идеальной жидкостью. М.: Наука, 1978. 352с.
 16. Бобышев В.К., Гувернюк С.В., Исаев С.А. Идентификация вихревого механизма головной стабилизации при моделировании несимметричного обтекания цилиндра с выступающим диском потоком несжимаемой жидкости // Инженерно-физический журнал. 1999. Т.72. № 4. С.634-640.
 17. Бобышев В.К., Исаев С.А. Численное исследование влияния сжимаемости на механизм снижения лобового сопротивления цилиндра с организованными срывными зонами в турбулентном потоке вязкого газа // Инженерно-физический журнал. 1998. Т.71. N4. С.606-612.
 18. Богатырев В.В., Петров А.В. Численное моделирование воздействия поперечной струи на обтекание крылового профиля// Ученые записки ЦАГИ. 2012.Т. XLIII. №2.С.3-9.
 19. Бунякин А.В. Вихревая ячейка с вращающимся внутри цилиндром на поверхности крылового профиля при больших числах Рейнольдса // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 2001. №4. С.87-92.
 20. Быстров Ю.А., Исаев С.А., Кудрявцев Н.А., Леонтьев А.И. Численное моделирование вихревой интенсификации теплообмена в пакетах труб. СПб, Судостроение, 2005. 398с.
 21. Гарбарук А.В., Стрелец М.Х., Шур М.Л. Моделирование турбулентности в расчетах сложных течений. Учебное пособие. СПб: Из-во Политехн. ун-та, 2012. 88 С.
 22. Головина Н.В. Сравнение численных расчетов методом, основанным на разностной схеме Годунова- Колгана- Родионова, с экспериментальными данными для случая трансзвукового обтекания профиля RAЕ 2822// Ученые записки ЦАГИ. 2009. Т. XL.

№5. С.41-52.

23. Гувернюк С.В., Егорычев О.О., Исаев С.А., Корнев Н.В., Поддаева О.И. Численное и физическое моделирование ветрового воздействия на группу высотных зданий // Научно-технический журнал. Вестник МГСУ. 2011. Т.1. №3. С.185-191.
24. Гувернюк С.В., Исаев С.А., Судаков А.Г. Идентификация механизма головной стабилизации при численном моделировании ламинарного несимметричного обтекания цилиндра с выступающим диском потоком вязкой несжимаемой жидкости // Журнал технической физики. 1998. №11.С.138-142.
25. Дементьев И.М., Менде Н.П. Лабораторные ускоряющие устройства для аэродинамических исследований на баллистических установках // Препринт ФТИ им.А.Ф.Иоффе , №831, 1983. 19с.
26. Исаев С.А., Баранов П.А., Ватин Н.И., Жукова Ю.В., Судаков А.Г. Подавление дорожки Кармана и снижение лобового сопротивления кругового цилиндра с двумя вихревыми ячейками // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. Вып.15. С.50-57.
27. Исаев С.А., Баранов П.А., Гувернюк С.В., Зубин М.А. Численное и физическое моделирование турбулентного течения в расширяющемся канале с вихревой ячейкой // Инженерно-физический журнал. 2002. Т.75. №2. С.3-8.
28. Исаев С.А., Баранов П.А., Жукова Ю.В., Калинин Е.И., Мясун Дж.Дж. Верификация модели переноса сдвиговых напряжений и ее модификаций на примере расчета турбулентного обтекания полукругового профиля под нулевым углом атаки // Инженерно-физический журнал. 2016. Т89. №1. С.70-85.
29. Исаев С.А., Баранов П.А., Жукова Ю.В., Усачов А.Е., Харченко В.Б. Коррекция модели переноса сдвиговых напряжений с учетом кривизны линий тока при расчете отрывных течений несжимаемой вязкой жидкости // Инженерно-физический журнал. 2014. Т.87. №4. С.966- 979.
30. 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.
31. Исаев С.А., Баранов П.А., Кудрявцев Н.А., Жукова Ю.В. Численное моделирование нестационарного теплообмена при турбулентном обтекании кругового цилиндра. Часть 2. Анализ автоколебательного режима // Теплофизика и аэромеханика. 2005. Т.12. №2. С.271-283.
32. 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.
33. 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.
34. 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.
35. Исаев С.А., Баранов П.А., Кудрявцев Н.А., Пышный И.А., Судаков А.Г. Численный анализ влияния угла атаки на турбулентное обтекание толстого профиля с вихревыми ячейками при высоких числах Рейнольдса // Инженерно-физический журнал. 2003. Т.76. №4. С.115-124.
36. 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.
37. Исаев С.А., Баранов П.А., Михалев А.Н., Судаков А.Г. Моделирование эффекта снижения лобового сопротивления цилиндра с выступающим диском при высоких числах Маха // Письма в ЖТФ. 2014. Т.40. №22. С.21-29.
38. Исаев С.А., Баранов П.А., Пригородов Ю.С., Судаков А.Г., Усачов А.Е. Численный анализ влияния сжимаемости на турбулентное, симметричное обтекание вязким газом цилиндра с круговой вихревой ячейкой // Инженерно-физический журнал. 2008. Т.81. №2. С.330-337.
39. Исаев С.А., Баранов П.А., Судаков А.Г., Ермаков А.М. Моделирование эффекта повышения аэродинамического качества 37.5%-го толстого профиля со щелевым отсосом с учетом влияния сжимаемости // Письма в ЖТФ. 2015. Том. 41. Вып.2. С. 49-57.
40. Исаев С.А., Баранов П.А., Судаков А.Г., Усачов А.Е. Расширение диапазона критических чисел Маха при управлении трансзвуковым обтеканием толстого (20%) профиля MQ со щелевым отсосом в круговой вихревой ячейке // Письма в ЖТФ. 2014. Т.40. Вып.10. С.22-29.

41. Исаев С.А., Баранов П.А., Судаков А.Г., Харченко В.Б. Численный анализ влияния угла атаки на турбулентное обтекание толстого геттингеновского профиля с вихревыми ячейками // Теплофизика и аэромеханика. 2007. Т.14. №2. С.175-193.
42. Исаев С.А., Баранов П.А., Усачов А.Е. Многоблочные вычислительные технологии в пакете VP2/3 по аэротермодинамике. LAP LAMBERT Academic Publishing. Саарбрюкен, 2013. 316с.
43. Исаев С.А., Баранов П.А., Усачов А.Е., Жукова Ю.В., Высоцкая А.А., Малышкин Д.А. Моделирование турбулентного обтекания воздухом круговой каверны с переменным углом раскрытия в поворотном канале // Инженерно-физический журнал. 2015. Т.88. №4. С.872-886.
44. Исаев С.А., Гортышов Ю.Ф., Гуреев В.М., Опара Ю.С., Попов Ю.А. Снижение лобового сопротивления большегрузных автомобилей передними и кормовыми щитовыми генераторами крупномасштабных вихрей // Инженерно-физический журнал. 2015. Т.88. №1. С.196-202.
45. Исаев С.А., Гувернюк С.В., Зубин М.А., Баранов П.А., Ермаков А.М. Численное и физическое моделирование низкоскоростного воздушного потока в диффузоре с круговой каверной при отсосе с центрального цилиндрического тела // Инженерно-физический журнал. 2015. Т.88. №1. С.182-195.
46. Исаев С.А., Гувернюк С.В., Зубин М.А., Пригородов Ю.С. Численное и физическое моделирование низкоскоростного воздушного потока в канале с круговой вихревой ячейкой // Инженерно-физический журнал. 2000. Т.73. №2. С.220-227.
47. Исаев С.А., Калинин Е.И., Судаков А.Г., Харченко В.Б. Оптимизация щелевого отсоса в вихревой круговой ячейке на толстом профиле НАСА0022 с максимальным аэродинамическим качеством // Инженерно-физический журнал. 2015. Т.88. №6. С. 1521–1525
48. Исаев С.А., Кудрявцев Н.А., Судаков А.Г. Численное моделирование турбулентного обтекания потоком несжимаемой вязкой жидкости тел криволинейной формы при наличии подвижного экрана // Инженерно-физический журнал. 1998. Т.71. №4. С.618-631.
49. Исаев С.А., Леонтьев А.И. Концепция обобщенной вихревой ячейки и ее использование в аэродинамике толстых профилей и луночных технологиях // Аннотации докладов IX Всероссийского съезда по теоретической и прикладной механике. Т.2. Нижний Новгород: ННГУ, 2006. С.96 – 97.

50. Исаев С.А., Леонтьев А.И., Гульцова М.Е., Попов Ю.А. Перестройка и интенсификация смерчеобразного течения в узком канале при удлинении овальной лунки с фиксированной площадью пятна // Письма в ЖТФ. 2015. Т.41. вып.12. С.89-96.
51. Исаев С.А., Леонтьев А.И., Корнев Н.В., Хассель Э., Чудновский Я.П. Интенсификация теплообмена при ламинарном и турбулентном течении в узком канале с однорядными овальными лунками // Теплофизика высоких температур. 2015. Т.53. №3. С.390-402.
52. Исаев С.А., Липницкий Ю.М., Михалев А.Н., Панасенко А.В., Баранов П.А. Моделирование снижения лобового сопротивления спускаемого аппарата типа “Союз” при размещении перед ним соосного диска // Письма в Журнал Технической Физики. 2013. Т.39. №16. С.80-86.
53. Исаев С.А., Липницкий Ю.М., Михалев А.Н., Панасенко А.В., Усачов А.Е. Моделирование сверхзвукового турбулентного обтекания цилиндра с соосными дисками // Инженерно-физический журнал. 2011. Т.84. №4. С.764-776.
54. Исаев С.А., Михалев А.Н., Судаков А.Г., Усачов А.Е. Моделирование турбулентного обтекания каплевидного тела с конической юбкой // Журнал технической физики. 2007. Т.52. №8. С.29-35.
55. Исаев С.А., Мяс Дж.Дж., Судаков А.Г., Усачов А.Е. Анализ экстремального поведения подъемной силы полукругового профиля при турбулентном обтекании в окрестности нулевого угла атаки // Письма в ЖТФ. 2015. Т.41. Вып.15. С.46-52.
56. Исаев С.А., Пригородов Ю.С., Судаков А.Г. Расчет отрывного обтекания низкоскоростным воздушным потоком профиля с вихревыми ячейками // Инженерно-физический журнал. 1998. Т.71. №6. С.1116-1120.
57. Исаев С.А., Пригородов Ю.С., Судаков А.Г. Численный анализ эффективности вихревых ячеек при ламинарном и турбулентном обтекании кругового цилиндра со встроенными вращающимися телами // Известия АН. Механика жидкости и газа. 2000. №4. С.88-96.
58. Исаев С.А., Судаков А.Г., Баранов П.А., Кудрявцев Н.А. Тестирование многоблочного алгоритма расчета нестационарных ламинарных отрывных течений // Инженерно-физический журнал. 2002. Т.75. №2. С.28-35.
59. Исаев С.А., Судаков А.Г., Баранов П.А., Жукова Ю.В., Усачов А.Е. Анализ погрешностей многоблочных вычислительных технологий при расчете циркуляционного течения в квадратной каверне с подвижной крышкой для $Re=1000$ // Инженерно-физический журнал. 2013. Т.86. №5. С.1064-1079.

60. Исаев С.А., Судаков А.Г., Баранов П.А., Мордынский Н.А. Численное моделирование кризисных явлений при дозвуковом обтекании толстого профиля с вихревыми ячейками // Инженерно-физический журнал. 2007. Т.80. №6. С.122-126.
61. Исаев С.А., Судаков А.Г., Баранов П.А., Усачов А.Е., Стрижак С.В., Лоханский Я.К., Гувернюк С.В. Разработка, верификация и применение основанного на многоблочных вычислительных технологиях распараллеленного пакета открытого типа VP2/3 для решения фундаментальных, прикладных и эксплуатационных задач аэромеханики и теплофизики // Вестник ЮУрГУ. Серия "Математическое моделирование и программирование". 2009. № 17 (150). Вып. 3. С. 59-72.
62. Исаев С.А., Судаков А.Г., Усачов А.Е., Харченко В.Б. Расчет нестационарного обтекания кругового цилиндра в рамках многоблочных вычислительных технологий // Инженерно-физический журнал. 2002. Т.75. №5. С.115-121.
63. Исаев С.А., Судаков А.Г., Усачов А.Е., Харченко В.Б. Моделирование эффекта подъемной силы и повышения аэродинамического качества толстого геттингеновского профиля при оптимальном расположении вихревой ячейки // Письма в ЖТФ. 2015. Т.41. вып.11. С.103-110.
64. Кикнадзе Г.И., Гачечиладзе И.А., Алексеев В.В. Самоорганизация смерчеобразных струй в потоках вязких сплошных сред и интенсификация теплообмена, сопровождающая это явление// М.: Издательство МЭИ, 2005. 84с.
65. Ковалев П.И., Михалев А.Н., Подласкин А.Б. и др. Исследование аэродинамических свойств и поля обтекания гиперзвуковых элементов на баллистической трассе /Журнал технической физики. 1999. Т.69. Вып.2, С.6-11.
66. Кутлер П. Перспективы развития теоретической и прикладной вычислительной аэродинамики // Аэрокосмическая техника. 1985. Т.3. №8. С.11-28.
67. Лаврентьев М.А., Шабат Б.В. Проблемы гидродинамики и их математические модели. М.: Наука, 1977. 408с.
68. Любимов А.Н., Тюмнев Н.М., Хут Г.И. Методы исследования течений газа и определения аэродинамических характеристик осесимметричных тел. М., Наука, 1995. 397с.
69. Менде Н.П. Вычислительная томография: о накоплении ошибок разности хода в методах с послойным расщеплением объекта // Препринт ФТИ им.А.Ф.Иоффе №1350, 1980. 33с.
70. Менде Н.П. Об одном методе определения нелинейных аэродинамических сил и моментов. В кн.: Физико-газодинамические баллистические исследования. Л., Наука,1980. С.200-223.

71. Менде Н.П., Штенгель Ю.Е. Алгоритм реконструкции плотности газа в осесимметричном течении по данным интерференционных измерений с оценкой погрешности // Препринт ФТИ им.А.Ф.Иоффе №1564, 1991. 25с.
72. Методы расчета турбулентных течений / под ред.В.Колльмана. М.: Мир, 1984. 464с.
73. Научные труды ИМ МГУ № 14 под ред. Горлина С.М., Худякова Г.Е. М. 1971.
74. Петров А.В. Энергетические методы увеличения подъемной силы крыла. М.:Физматлит, 2011. 404с.
75. Пилипенко А.А., Полевой О.Б., Приходько А.А. Численное моделирование влияния числа Маха и угла атаки на режимы трансзвукового турбулентного обтекания аэродинамических профилей// Ученые записки ЦАГИ. 2012.Т. XLIII. №1.С.3-31.
76. Случановская З.П. Распределение давления на поверхности прямоугольного, трехгранного и полукруглого цилиндров и их аэродинамические коэффициенты. М.: Изд-во Моск. Ун-та. Научн. Труды Института механики. 1973. № 24. С.52-60.
77. Травин А. К. Численное моделирование турбулентного обтекания цилиндра при докритических числах Рейнольдса // Вестник молодых ученых. Сер. Прикладная математика и механика, 1997. №1. С.62-71.
78. Управление обтеканием тел с вихревыми ячейками в приложении к летательным аппаратам интегральной компоновки (численное и физическое моделирование)//Под ред.А.В.Ермишина и С.А.Исаева. М.: МГУ, 2003. 360с.
- 79.Флетчер К. Вычислительные методы в динамике жидкостей. Т.2. М.: Мир, 1991. 552С.
80. Харченко В.Б. Численное моделирование отрывных течений с вихревыми и струйными генераторами на основе многоблочных вычислительных технологий. Автореферат докторской диссертации по специальности 01.02.05. СПб.: СПбГМТУ, 2006. 33с.
- 81.Чжен П. Отрывные течения. М.: Мир, 1973. Т.2. 279с.
- 82.ANSYS Fluent Theory Guide. Release 15.0. ANSYS, Inc. Southpointe, 2013.
- 83.ANSYS CFX-Solver, Release 15.0: Theory Guide. Souhpointe 2013.
- 84.Barth T.J. and Jespersen D.C. The Design and Application of Upwind Schemes on Unstructured Meshes // AIAA Paper. 1989. No. 89-0366. 12p.
85. Billard F., Laurence D. A robust $k-\varepsilon-\nu^2/k$ elliptic blending turbulence model applied to near-wall, separated and buoyant flows // Int. J. Heat Fluid Flow. 2012. Vol. 33. No.1. P. 45–58.
- 86.De Gregorio F. and Fraioli G. Flow control on a high thickness airfoil by a trapped vortex cavity // Proc. 14th Int Symp. on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, 7–10 July 2008, Lisbon, Portugal. P. 1–12.

87. Dementjev I.M., Kamalov I.A., Kovalev P.I. et al. Grating interferometer with a 200 mm working field // Optics and Laser Technology. 1987. Vol.19. No.6. P.316-318.
88. Demidov D. AMGCL: C++ library for solving large sparse linear systems with algebraic multigrid method, <http://amgcl.readthedocs.org/>
89. Donelli R., Ionelli P., Chernyshenko S., Iollo A., and Zannetti I. Flow models for a vortex cell // AIAA J. 2009. Vol. 47, No. 2. P. 451–467.
90. Donelli R.S., De Gregorio F., Iannelli P. Flow Separation Control by Trapped Vortex // AIAA Paper. 2010. No.2010-1409. 19p.
91. Durbin P. A. Near-wall turbulence closure modeling without “damping functions” // Theoretical and Computational Fluid Dynamics. 1991. Vol. 3. Issue 1. P. 1-13.
92. Durbin P. A. On the k-3 stagnation point anomaly // Int. J. Heat and Fluid Flow. 1996. Vol. 17. No. 1. P.89-90.
93. Ferziger J.H., Peric M. Computational methods for fluid dynamics. Berlin, Heidelberg. 1999. 389 p.
94. Gregory N., Wilby P.G. NPL9615 and NACA0012 - a comparison of aerodynamics data // London: Curren papers No.1261. 1973. 50p.
95. Hanjalić K., Popovac M., Hadžiabdić M. A robust near-wall elliptic relaxation eddy viscosity turbulence model for CFD // Int. J. Heat Fluid Flow. 2004. Vol.25. No.6.P.1047-1051.
96. Hoerner S.F. Fluid-dynamic lift. Hoerner Fluid Dynamics. Brick Town, NJ, 1975. P.4 – 19.
97. <http://www.itp.nsc.ru/applied-exploit/programmniy-paket-sigmaflow>
98. Igarashi T. Flow characteristics around a circular cylinder with slit // Bul. JSME. 1978. Vol.21. No.154.P.654-664.
99. Igarashi T., Terachi N. Drag reduction of flat plate normal to airstream by flow control using a rod // Expanded abstracts of 4th Int. Colloquium on Bluff Body Aerodynamics & Application. Bochum: Ruhr- University Bochum, 2000. P. 635 – 638.
100. Isaev S.A., Kovalev P.I., Mikhalev A.N., Podlaskin A.B., Tomson S.G., Shiryayev V.A. Investigation of the aerodynamic properties and flow field around hypervelocity objects in a ballistic test range // Technical Physics. 1999. Vol.44. No.12. P.1402-1406.
101. Isaev S.A., Schelchkov A.V., Leontiev A.I., Baranov P.A., Gulcova M.E. Numerical simulation of the turbulent air flow in the narrow channel with a heated wall and a spherical dimple placed it for vortex heat transfer enhancement depending on the dimple depth // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2016. Vol.94. P.426-448.
102. 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. Issue 11. P. 1217-1226.

103. Jasak H. Error analysis and estimation for the finite volume method with applications to fluid flows // Thesis submitted for the Degree of Doctor of Philosophy of the University of London and Diploma of Imperial College of Science, Technology and Medicine, 1996. 394p.
104. Kao K.-H. and Liou M.-S. Advance in overset grid schemes: From Chimera to DRAGON grids. *AIAA J.* Vol. 33. No. 10. P.1809-1815.
105. Lasagna D., Donelli R., De Gregorio F., Iuso G. Effects of a trapped vortex cell on thick wing profile // *Experiments in Fluids*. 2011. Vol. 51. No. 5. P.1369-1384.
106. Launder B.E., Spalding D.B. The numerical computation of turbulent flow // *Comp. Meth. Appl. Mech. Eng.* 1974. Vol.3. N2. P.269-289.
107. Leonard B.P. A stable and accurate convective modeling procedure based on quadratic upstream interpolation // *Comp. Meth. Appl. Mech. Eng.* 1979. Vol.19. No.1. P.59-98.
108. Leschziner M., Rodi W. Calculation of annular and twin parallel jets using various discretization schemes and turbulence-model variations // *Transactions of ASME. Journal of Fluids Engineering*. 1981. Vol.103.P.352-365.
109. Manceu R., Hanjalic. K. Elliptic blending model: A new near-wall Reynolds-stress turbulence closure // *Physics of Fluids*. 2002. Vol 14. P. 744-754.
110. Manceu R. Recent progress in the development of the Elliptic Blending Reynolds-stress model // *Int. J. Heat Fluid Flow*. 2015. Vol.51. P. 195–220.
111. Menter F.R. Zonal two equation $k-\omega$ turbulence models for aerodynamic flows // *AIAA Paper*. 1993. №93-2906. 21p.
112. Menter F., Ferreira J.C., Esch T., Konno B. Turbulence model with improved wall treatment for heat transfer predictions in gas turbines // *Proceedings of Int. Gas Turbine Congress 2003 Tokyo*. 2003.
113. Menter F.R., Kuntz M., Langtry R. Ten years of industrial experience with the SST turbulence model / *Turbulence, Heat and Mass Transfer 4*. Ed. K.Hanjalic, Y.Nogano, M.Tummers. Begell House, Inc. 2003. 8p.
114. Mineck R. E., Hartwich P. M. Effect of Full-Chord Porosity on Aerodynamic Characteristics of the NACA 0012 Airfoil // *NASA Technical Paper 3591*. 1996. 89p.
115. Savelsberg R., Castro I.P. Vortex flows in open cylindrical-section cavities // *Experiments in Fluids*. 2009. Vol.46. P. 485–497.
116. OpenFOAM. User Guide version 3.0.1. December 2015.
117. Pascau A., Garcia N. Consistency of SIMPLEC scheme in collocated grids // *V European Conference on Computational Fluid Dynamics ECCOMAS CFD 2010*. Lisbon, Portugal. 2010. 12p.

118. Peyret R., Taylor T.D. Computational methods for fluid flow. Springer-Verlag New York Inc., 1983. 358p.
119. Raw M.J. Robustness of Coupled Algebraic Multigrid for the Navier-Stokes Equations // AIAA Paper. 1996. No. 96-0297. 10p.
120. Rhie C.M., Chow W.L. A numerical study of the turbulent flow past an isolated airfoil with trailing edge separation // AIAA J. 1983. Vol.21. P.1525-1532.
121. Roe P.L. Characteristic-based schemes for the Euler equations // Annu. Rev. Fluid Mech. 1986. Vol. 18. P. 337–365.
122. Roshko A. Experiments of the flow past a circular cylinder at very high Reynolds number // J. Fluid Mech. 1961. Vol.10. P.345-356.
123. Saad Y. Iterative methods for sparse linear systems. 2nd ed., Society for Industrial and Applied Mathematics, Philadelphia, 2003. 567p.
124. Saqr K.M., Aly H. S., Kassem H.I., Sies M.M., Wahid M.A. Computations of shear driven vortex flow in a cylindrical cavity using a modified k- ϵ - turbulence model // International Communications in Heat and Mass Transfer. 2010. Vol. 37. P. 1072–1077.
125. Savitsky, A. I., Schukin, L. N., Karelin, V. G. et al. Method for control of the boundary layer on the aerodynamic surface of an aircraft, and the aircraft provided with the boundary layer control system // United States Patent No. 5417391, 1995.
126. Shchukin A.L., Shchukin I.L., Zelvinskij S.M., Lipnitskij Ju.M., Isaev S.A. Method for increasing operating efficiency of the rotor blade of an aerogenerator (variants)// Patent WO 2004/05916 of 15.07.2004.
127. Sheldahl R.E., Klimas P.C. Aerodynamic characteristics of seven symmetrical airfoil sections through 180-degree angle of vertical axis wind turbines // Sandia National Lab. Energy report. SAND80-2114. 1981. 120 P.
128. Smirnov P. E. and Menter F. Sensitization of the SST turbulence model to rotation and curvature by applying the Spalart–Shur correction term / in: Proc. ASME Turbo Expo Conf. 2008. No. GT2008–50480.
129. Spalart P.R., Allmaras S.R. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows // AIAA Paper, 1992. №92-0439. 22p.
130. Spalart P. R. and Shur M. L. On the sensitization of turbulence models to rotation and curvature // Aerospace Sci. Technol. 1997. Vol. 1. No. 5. P. 297–302.
131. Speziale C. G., Sarkar S., Gatski T.B. Modeling the pressure–strain correlation of turbulence: an invariant dynamical system approach // J. Fluid Mech.. 1991. Vol. 227. P.245-272.

132. STAR-CCM+ Documentation. Version 10.02 © 2015 CD-adapco™
133. Van Doormaal J.P., Raithby G.D. Enhancement of the SIMPLE method for predicting incompressible fluid flow // Numerical Heat Transfer. 1984. Vol.7. No. 2. P.147-163.
134. Van Leer B. Towards the ultimate conservative difference scheme V. A second order sequel to Godunov's method // J. Comp. Phys. 1979. Vol. 32. P.101–136.
135. Weiss J.M., Maruszewski J.P. and Smith W.A. Implicit solution of preconditioned Navier-Stokes equations using algebraic multigrid // AIAA Journal. 1999. Vol.37. No.1. P. 29-36.
136. Zheng Y., Liou M.-S. A novel approach of three-dimensional hybrid grid methodology: Part 1. Grid generation // Comput. Methods Appl. Mech. Engrg. 2003. Vol.192.P.4147–4171.

Научное издание

*Исаев Сергей Александрович
Баранов Павел Андреевич
Гортышов Юрий Федорович
Гувернюк Сергей Владимирович
Мазо Александр Бенцианович
Смуrow Михаил Юрьевич
Судаков Александр Григорьевич
Усачов Александр Евгеньевич
Харченко Валерий Борисович*

**АЭРОДИНАМИКА УТОЛЩЕННЫХ ТЕЛ
С ВИХРЕВЫМИ ЯЧЕЙКАМИ
ЧИСЛЕННОЕ И ФИЗИЧЕСКОЕ
МОДЕЛИРОВАНИЕ**

Налоговая льгота — Общероссийский классификатор продукции
ОК 005-93, т. 2; 95 3004 — научная и производственная литература

Подписано в печать 02.09.2016. Формат 60×84/16. Печать цифровая.
Усл. печ. л. 13,5. Тираж 500. Заказ 14599b.

Отпечатано с готового оригинал-макета, предоставленного авторами, в Типографии
Политехнического университета. 195251, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29.
Тел.: (812) 552-77-17; 550-40-14.