

01;03

Моделирование турбулентного обтекания каплевидного тела с конической юбкой

© С.А. Исаев,¹ А.Н. Михалев,² А.Г. Судаков,¹ А.Е. Усачов¹

¹ Санкт-Петербургский государственный университет гражданской авиации,
196210 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: isaev@si3612.spb.edu

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: mikhalev@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 12 декабря 2006 г.)

Для расчета внешнего осесимметричного обтекания каплевидного тела с юбкой с помощью пакета VP2/3 факторизованным многоблочным конечно-объемным методом решены уравнения неразрывности, Рейнольдса, замкнутые с помощью модели переноса сдвиговых напряжений Ментера, и уравнение энергии. Численные оценки сопоставлены с данными аэробаллистического испытания модели. В опытах зафиксированы прямые картины обтекания и проведен расчет траекторных параметров для установления коэффициента аэродинамического сопротивления при близком к нулю угле атаки. Наряду с этим зарегистрированы и обработаны интерферограммы осесимметричного обтекания тела ($M = 4.35$). Получено хорошее согласование расчетных и экспериментальных данных поперечных радиальных распределений плотности потока, а также зарегистрировано согласование по коэффициенту аэродинамического сопротивления при близком к нулю угле атаки.

PACS: 47.27.E-

Введение

Как известно [1], каплевидные тела относятся к классу удобообтекаемых тел вращения, обладающих умеренным аэродинамическим сопротивлением. Однако устойчивостью в полете такие тела не отличаются. Поэтому обычно их стабилизируют, например, с помощью хвостового оперения (см. традиционные формы мин и бомб). Хотя рассматриваемые конфигурации можно отнести к типу простейших по геометрии контура, однако в монографии К.П. Петрова [2], посвященной аэродинамике тел простейших форм, они не получили отражения. В то же время в последние годы заметный интерес к каплевидным телам проявлен в связи с проблемами высокоскоростного метания тел, формируемых взрывом [3,4]. Аэродинамическая компоновка таких объектов сочетает в себе головной обтекатель каплевидной формы и коническую подкалиберную юбку, обеспечивающую их умеренную стабилизацию в полете с высокими сверхзвуковыми скоростями.

Данная работа является продолжением двадцатилетних комплексных аэрофизических исследований высокоскоростных объектов, основанных на сочетании методов физического и численного моделирования их обтекания. Начало им положило систематическое сравнение данных измерений, полученных на аэробаллистическом стенде ФТИ им. А.Ф. Иоффе, и результатами численных прогнозов локальных и интегральных характеристик тел с передней срывной зоной, представляющих композицию цилиндра с выступающим соосным диском [5–7]. Следует отметить, что расчетные подходы в то время

основывались на использовании упрощенных моделей, содержащих существенные допущения, касающиеся учета вязких свойств среды и турбулентного характера течения лишь в выделенных областях. Особое внимание тогда уделялось так называемым зональным подходам, сочетающим решение уравнений Эйлера в отрывных зонах и области внешнего сверхзвукового обтекания тела, а также решению уравнений Рейнольдса при замыкании их с помощью конвективной модели Прандтля в рамках априори выделенного слоя смешения [8]. Несмотря на обоснованную адекватность разработанных упрощенных моделей их применимость оказалась ограниченной конкретными типами обтекания тел с фиксированной точкой отрыва и зонами циркуляционного течения простой геометрии и близкими к линейным сдвиговыми слоями. Причем сравнение по профилям плотности показало неадекватность моделирования энергообмена в передней отрывной зоне [5].

Для численного моделирования до- и сверхзвукового обтекания тел каплевидной формы с конической юбкой первоочередное значение приобретает корректная интерпретация турбулентного характера течения с улавливанием возникающих газодинамических разрывов (скачком уплотнения), а также отображением локальных и крупномасштабных отрывных зон. Безусловно, преимущественный опыт решения уравнений Рейнольдса, замкнутых дифференциальными моделями турбулентности, был накоплен при расчетах отрывных течений несжимаемой вязкой жидкости (см., например, [9–13]). Как показано при тестировании каталога полуэмпирических моделей турбулентности на задаче об отрывном

течении в каверне [13], две из них — модель переноса сдвиговых напряжений (MSST) Менстера [14] и модель турбулентной вязкости Спаларта–Аллмараса, модифицированная с учетом поправки на вращение, имеют существенное превосходство над остальными (в основном диссипативными двухпараметрическими моделями типа $k-\varepsilon$). В [15,16] MSST успешно применялась для решения задачи о конвективном теплообмене при сверхзвуковом обтекании рельефов из лунок. Однако интенсивность пристеночных скачков около мелкомасштабных лунок на криволинейной стенке не слишком высока, чтобы вызвать вычислительные трудности, характерные для сверхзвукового обтекания затупленных тел. Поэтому решение задачи обтекания каплевидного тела в сочетании со сравнительным анализом с данными аэробаллистического эксперимента представляет важное методическое значение для оценки приемлемости MSST.

Траекторный анализ

Баллистический эксперимент по изучению обтекания и аэродинамических характеристик исследуемой в работе каплевидной модели выполнялся на Большой баллистической установке ФТИ. Ее описание приведено в [17]. Герметизируемый полигон может заполняться различными газами при давлении от 0.01 до 2 atm, максимальная скорость при использовании пороховых метателей [18] составляет 1800 m/s (а на облегченной модели и более). Организуемые, как правило, колебания модели в вертикальной плоскости представляют плоское движение моделей; анализ такого движения существенно упрощает процедуру траекторной обработки для нахождения разложения коэффициентов аэродинамических сил и момента по углу атаки. Упрощенный алгоритм такого траекторного расчета аэродинамических коэффициентов приведен в [6].

Экспериментальные исследования модельных форм формируемых взрывом тел [19], рассматриваемые в данной работе, осуществлялись при атмосферном давлении при числе Рейнольдса $Re = 3 \cdot 10^6$.

Исследуемое каплевидное тело (рис. 1) не обладает значительной устойчивостью и на трассе произвольно совершает колебания по углу атаки в пределах $2-4^\circ$. В предположении слабого изменения коэффициента сопротивления C_x в этом диапазоне авторами находится

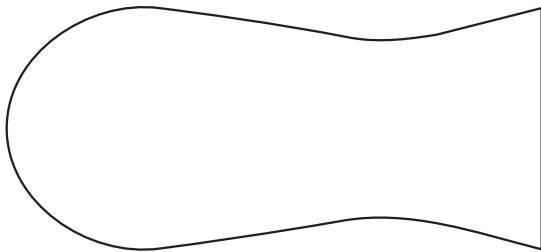


Рис. 1. Контур модели каплевидного тела с конической юбкой.

его значение по методике определения постоянного коэффициента сопротивления [20]. Этот метод, называемый еще методом „трехточки“, требовал знания трех координат X и двух значений времени T положения объекта последовательно по постам регистрации (таких постов было восемь и соответственно шесть „трехточек“, определялась средняя арифметическая величина C_x).

Интерференционные измерения

В середине полигона размещается сечение интерферометрии, оснащенное теневым прибором, преобразованным в дифракционный интерферометр [21] с чечевицеобразным полем протяженностью 200 mm в продольном направлении.

В ходе испытаний моделей тел получены мгновенные интерферограммы обтекания исследуемого каплевидного тела при освещении поля мощным импульсным лазером ОГМ-20 (70 ps). Мгновенные тенеграммы регистрировались импульсными источниками света разработки И.М. Дементьева (А.с. N 760 240. Б.И. N 32, 08.80). Восстановление радиальных профилей плотности в поперечных сечениях осесимметрично обтекаемого тела проводится по стандартной методике [22]. Полная процедура интерференционного исследования кратко описана в [19]. В поле настройки устанавливалось ~ 60 равноотстоящих полос, перпендикулярных траектории, дисперсия разности хода принималась в 0.07 полосы. Размер поля, как отмечено, составлял 200 mm.

Процедура в рамках алгоритма [22] позволяла устанавливать соответствие полос при переходе через ударную волну, этот прием позволял установить соответствие номеров полос на внутренней ударной волне. Определялась погрешность определения плотности, которая была характерной для поля сверхзвукового обтекания тел.

В основе обработки [22] лежит известный подход Шардина. В работе [23] показано, что такой алгоритм не ведет к заметному накоплению ошибок во внутренних кольцевых зонах. Однако с уменьшением размеров кольца или вблизи оси сечения расшифровка ошибка повышалась ввиду уменьшения пути, на котором работал искомым коэффициент преломления.

В результате получены радиальные распределения безразмерной плотности, которые сравнивались с результатами численного расчета (см. ниже).

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 четко улавливается скачок плотности от стабилизирующей юбки. Однако ввиду малого угла этого стабилизатора скачок относительно невелик, что наряду с его расположением обуславливает слабое интегральное стабилизирующее действие юбки.

Особенности численного алгоритма расчета обтекания

Разрабатываемые на протяжении последнего десятилетия многоблочные вычислительные технологии базируются на заданных априори многоблочных структурированных сетках с их перекрытием (*overlapping grids*). Их важнейшим преимуществом является экономичность отображения разномасштабных структурных элементов течения, для которых они вводятся.

В [13] детально обсуждалось конструирование реализованных в пакете VP2/3 многоблочных вычислительных технологий применительно к решению задач отрывного обтекания несжимаемой вязкой жидкостью тел с вихревыми ячейками. В основу подхода к решению уравнений Рейнольдса положен известный метод расщепления по физическим процессам в рамках процедуры коррекции давления SIMPLEC [24]. Уравнение для поправки давления записывается вместо уравнения неразрывности, что вполне оправданно для течений несжимаемой жидкости. Такой способ решения, однако, не является единственным. Иногда применяют метод искусственной сжимаемости [24], позволяющий построить маршевый метод решения системы уравнений, записанных относительно неизвестного вектора (компоненты скорости, давление). Указанный метод хорошо согласуется с методами решения уравнений для сжимаемого вязкого газа, которые существенно отличаются от методов коррекции давления и имеют ограничения при низких числах Маха.

Конструирование обобщенной процедуры коррекции давления, одинаково применимой для течений несжимаемой жидкости и сжимаемого газа, в 1980-х гг. представляло актуальную проблему, которая была решена в ряде работ (см., например, [25]). Отдельно следует отметить необходимость рассчитывать течения со скачками уплотнения, которые могут быть довольно сильными при высоких числах Маха, превышающих единицу.

Развитые ранее [24,25] обобщенные алгоритмы коррекции давления базировались в основном на использовании моноблочных сеток. К тому же в них не использовались современные полуэмпирические модели турбулентности. Успешные попытки построения многоблочного обобщенного алгоритма коррекции давления связаны с расчетами рельефов с лунками [16]. Они основаны на монографиях [9–12], а также статьях Лаундера-Сполдинга, Ментера с соавторами и Хелстена (см. обзоры в [11,13]), посвященные методическим аспектам моделей турбулентности, в особенности модели переноса сдвиговых напряжений, на использовании которой делается акцент в данном исследовании. Также следует упомянуть работу [26], в которой содержится описание разнообразных схем дискретизации, при этом выбор схемы необходимо провести в ходе методических тестовых расчетов. Важной чертой разработанного алгоритма расчета сжимаемых турбулентных течений со скачками уплотнения является его преобладание по отношению к моделированию несжимаемых течений.

Технология расчета сформировалась в период с 1983 по 2005 г. Решение уравнений Навье–Стокса и Рейнольдса, замкнутых в последнем случае с помощью полуэмпирической дифференциальной модели MSST, производилось с помощью конечно-объемной неявной процедуры (предиктор–корректор) типа SIMPLEC с элементами управления вычислительным процессом. Была реализована запись исходных уравнений в приращениях зависимых переменных, схем различного порядка для аппроксимации правых и левых частей. Также были введены противопоточные разности и дополнительное демпфирование в неявной части, схема Леонарда QUICK конвективных членов явной части наряду с подходом Чхи-Роу для интерпретации взаимосвязи давления и скорости и метод неполной матричной факторизации.

В методологии особое внимание обращалось на построение сжимаемого варианта SIMPLEC. Методическими расчетами невязких течений со скачками уплотнения было также установлено, что с позиций устойчивости вычислительного процесса целесообразно конвективные члены в уравнениях Рейнольдса аппроксимировать по схеме Леонарда, а в остальных уравнениях — по схеме Ван-Лиера. Важно подчеркнуть, что в обобщенном подходе используется MSST — модель турбулентности Ментера, апробированная для расчета отрывных течений несжимаемой жидкости [13].

Тестирование пакета VP2/3 на задаче до- и сверхзвукового обтекания шара

Обтекание шара рассчитывается в осесимметричной постановке. Несомненно, в дозвуковом диапазоне изменения числа Маха реальная картина течения носит трехмерный нестационарный характер. Однако, как и в случае с круговым цилиндром, в районе $M = 1$ и выше обтекание шара симметризуется, что позволяет рассматривать выбранную постановку задачи корректной.

Круговая внешняя проточная граница расчетной области разбивается на входную половину, где ставятся фиксированные граничные условия, и выходную часть с мягкими граничными условиями на ней. Внешняя граница располагается на большом расстоянии (35 калибров) от тела, чтобы не оказывать влияние на течение в его окрестности. Равномерный поток на входе в область моделирует течение в рабочей части аэродинамической трубы с уровнем турбулентности 1.0%. Масштаб турбулентности задается равным размеру ячейки хонейкомба, соответствующим диаметру цилиндра. На оси симметрии выполняются условия симметричности, а на теле — условия прилипания.

Рассматриваются несколько многоблочных сеток, различающихся количеством расчетных ячеек, в особенности их плотностью расположения в следе. Серия расчетов выполнена на умеренной трехъярусной сетке с 45 760 ячейками с равномерным распределением их по окружной координате. В пристеночном слое

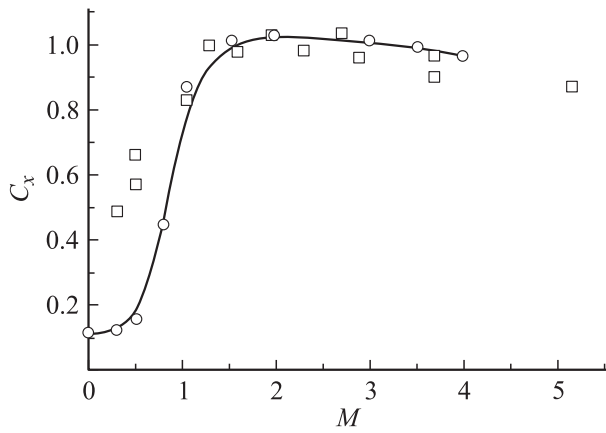


Рис. 2. Влияние числа Маха на коэффициент лобового сопротивления шара: \circ — расчет; \square — эксперимент [2].

размером 0.03 калибра для корректного отображения пограничного слоя располагается 30×320 ячеек с пристеночным шагом сетки 10^{-4} . Второй ярус толщиной 7 калибров содержит 160×160 ячеек, причем максимальный радиальный шаг не превышает 0.1. И, наконец, третий ярус простирается до внешней границы и разбивается на 60×160 ячеек.

Для сравнения проведены несколько уточненных расчетов на трехъярусной сетке с 100 480 ячейками. Как и на предыдущей сетке, пристеночный слой ячеек толщиной 0.03 калибра содержит 30×320 ячеек с пристеночным шагом сетки 10^{-4} . Во втором ярусе толщиной 7 калибров располагается 220×320 ячеек, а в третьем ярусе размером 35 калибров — 60×320 , причем делается сгущение узлов по окружной координате к плоскости симметрии в следе до величины 10^{-3} .

Число Рейнольдса (Re), определенное по скорости равномерного входного потока и диаметру шара, принимается равным 10^6 . Число Маха (M) варьируется от 0 до 4.

На представленной зависимости коэффициента лобового сопротивления от числа Маха набегающего потока хорошо прослеживаются кризисные явления, связанные с ростом C_x в транзвуковом диапазоне скоростей (рис. 2). Расхождение между расчетами и экспериментами из монографии [2] относится к дозвуковому участку, где модель симметричного стационарного обтекания шара не является адекватной. В транс- и сверхзвуковом диапазонах скоростей потока согласование расчетов и экспериментов вполне удовлетворительное.

Анализ расчетных и экспериментальных результатов

Расчеты осесимметричного обтекания каплевидного тела (рис. 3) проведены в рамках методического подхода, отработанного на задаче обтекания шара. Многоблочная сетка в данном случае состояла из двух фрагментарных

сеток: криволинейной O-типа, согласованной с поверхностью тела и прилегающей к ней, и внешней декартовой сетки. Радиальный размер сетки O-типа составлял 0.3 калибра, и в ней располагалось 228×143 ячеек (в случае самой подробной сетки). Декартова сетка покрывала прямоугольную область размером 38 на 31.5 калибров и содержала 428×211 ячеек, сгущенных в зоне

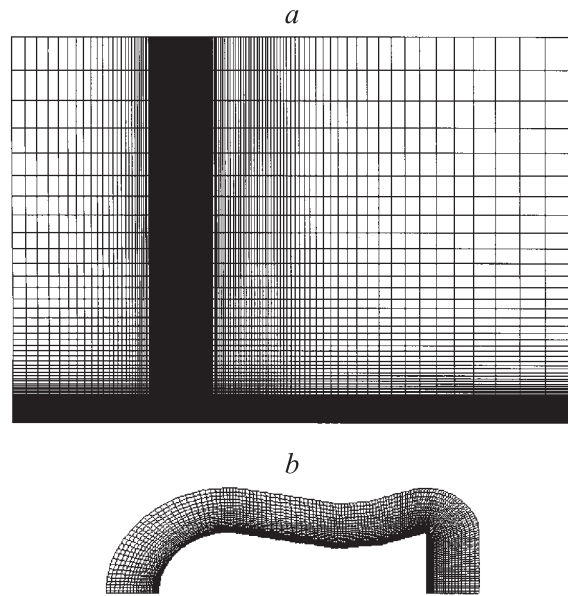


Рис. 3. Многоблочная расчетная сетка, содержащая внешнюю цилиндрическую (a) и C-образную внутреннюю части (b).

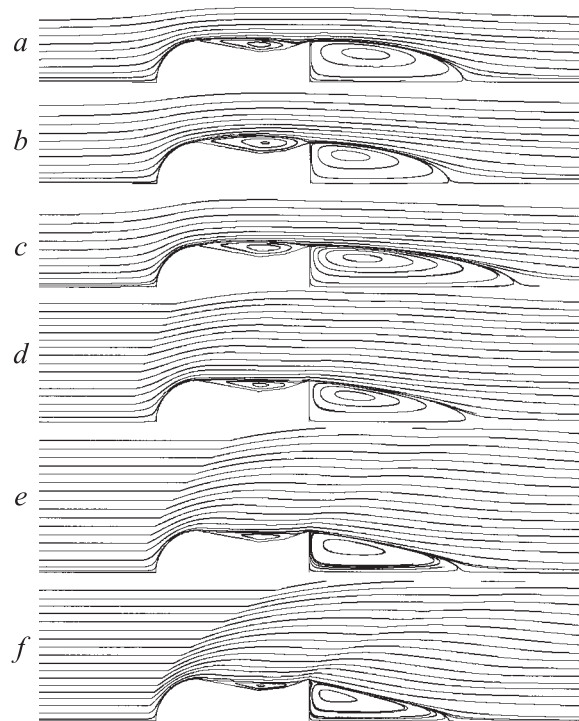


Рис. 4. Картины обтекания тела при $M = 0.5$ (a), 0.8 (b), 1 (c), 1.5 (d), 2 (e), 3 (f) и $Re = 10^5$.

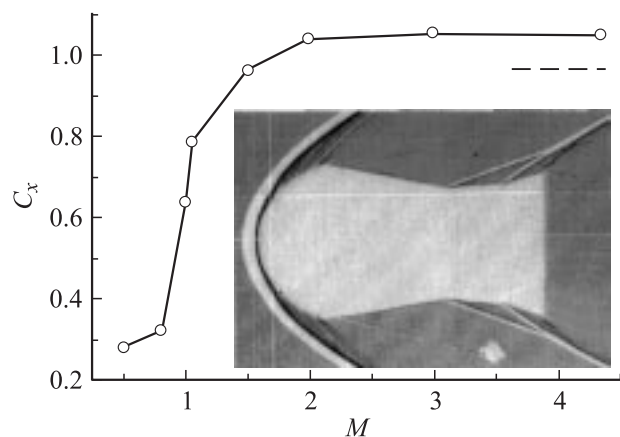


Рис. 5. Расчетная кривая $C_{x0}(M)$ при $Re = 10^5$ и тенеграмма каплевидного тела в полете на трассе при $M = 4.35$ и $Re = 3 \cdot 10^6$. Штриховая линия соответствует экспериментальной оценке.

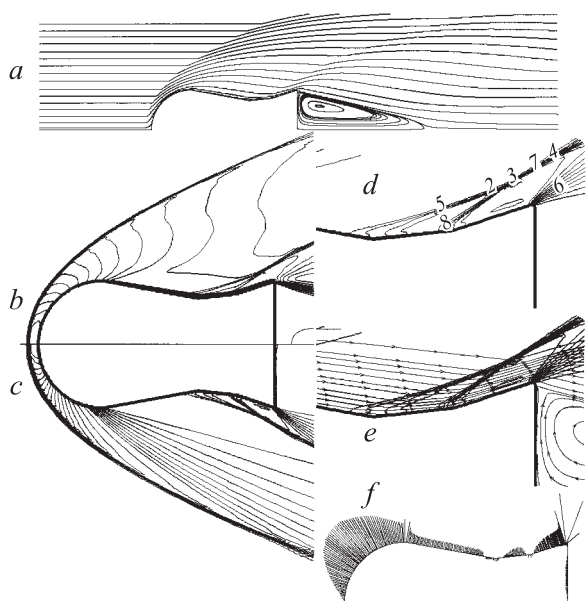


Рис. 6. Соответствующие экспериментальным условиям картина обтекания тела (*a*), поля изомахов (*b*) и изобар (*c*), λ -образная волна (*d*) и картина обтекания юбки (*e*), распределение коэффициента трения C_f (*f*) по контуру. На рис. 6, *d* оцифрованы изобары 2 — 0.03 и далее до 11 — 0.12 с шагом 0.01.

расположения тела. Пристеночный шаг был выбран равным 10^{-4} .

Число Рейнольдса варьировалось в диапазоне от 10^5 до $3 \cdot 10^6$, причем верхний предел соответствовал экспериментальному значению. Хотя первоочередной интерес представляло сравнение с экспериментальными данными, была выполнена оценка влияния числа Маха на обтекание каплевидного тела при $Re = 10^5$. Результаты этих методических расчетов приведены на рис. 4 и 5.

Как видно, сопротивление каплевидного тела с ростом числа Маха ведет себя так же, как и лобовое сопротивление шара, хотя наличие юбки приводит к запаздыванию с выходом на максимальное значение. Во многом различие в поведении зависимостей обусловливается деформацией, развитой на боковой стенке тела отрывной зоны (рис. 4). Так, при $M = 0.8$ отрывная зона в ближнем следе за телом становится меньше, чем при $M = 0.5$, в отличие от обтекания шара. Это является результатом влияния вязкости (т.е. число Рейнольдса $Re = 10^5$ не слишком велико), чтобы еще на проявлялись вязкие эффекты.

Расчеты сверхзвукового обтекания тела при $Re = 3 \cdot 10^6$ и $M = 4.35$ соответствовали условиям физического эксперимента, их результаты представлены на рис. 6 и 7. Обнаружено, что отрыв потока на боковой стенке практически отсутствует. Ударно-волновая картина течения соответствует экспериментальной, как по положению головного скачка, так и по косым скачкам от боковой стенки и юбки.

И, наконец, на рис. 8 представлены наиболее интересные результаты сравнительного анализа расчетных и экспериментальных распределений относительной плотности по толщине слоя между телом (осью) и головной ударной волной (границей неоднородности).

В целом, наблюдается их вполне удовлетворительное согласование. Особенно следует отметить близость численных прогнозов и данных измерений плотности в ближнем следе (рис. 8, *e*), т.е. там, где вязкие и

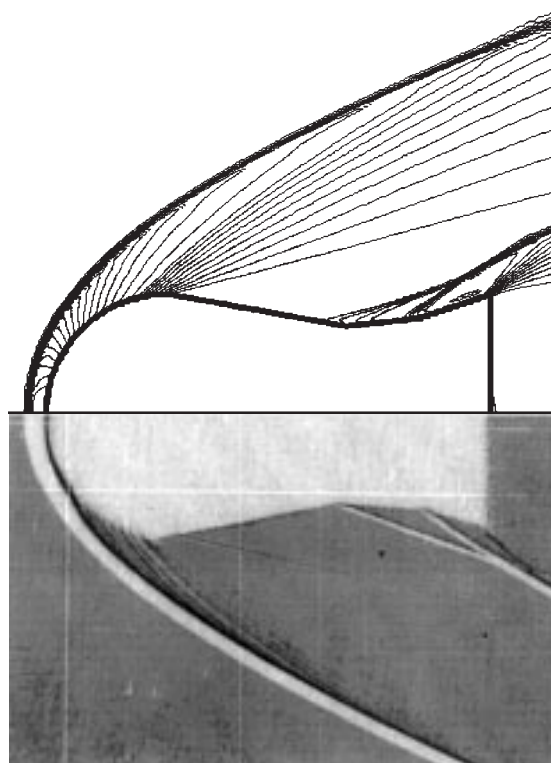


Рис. 7. Сравнение рассчитанной ударно-волновой картины обтекания каплевидного тела с экспериментальной тенеграммой.

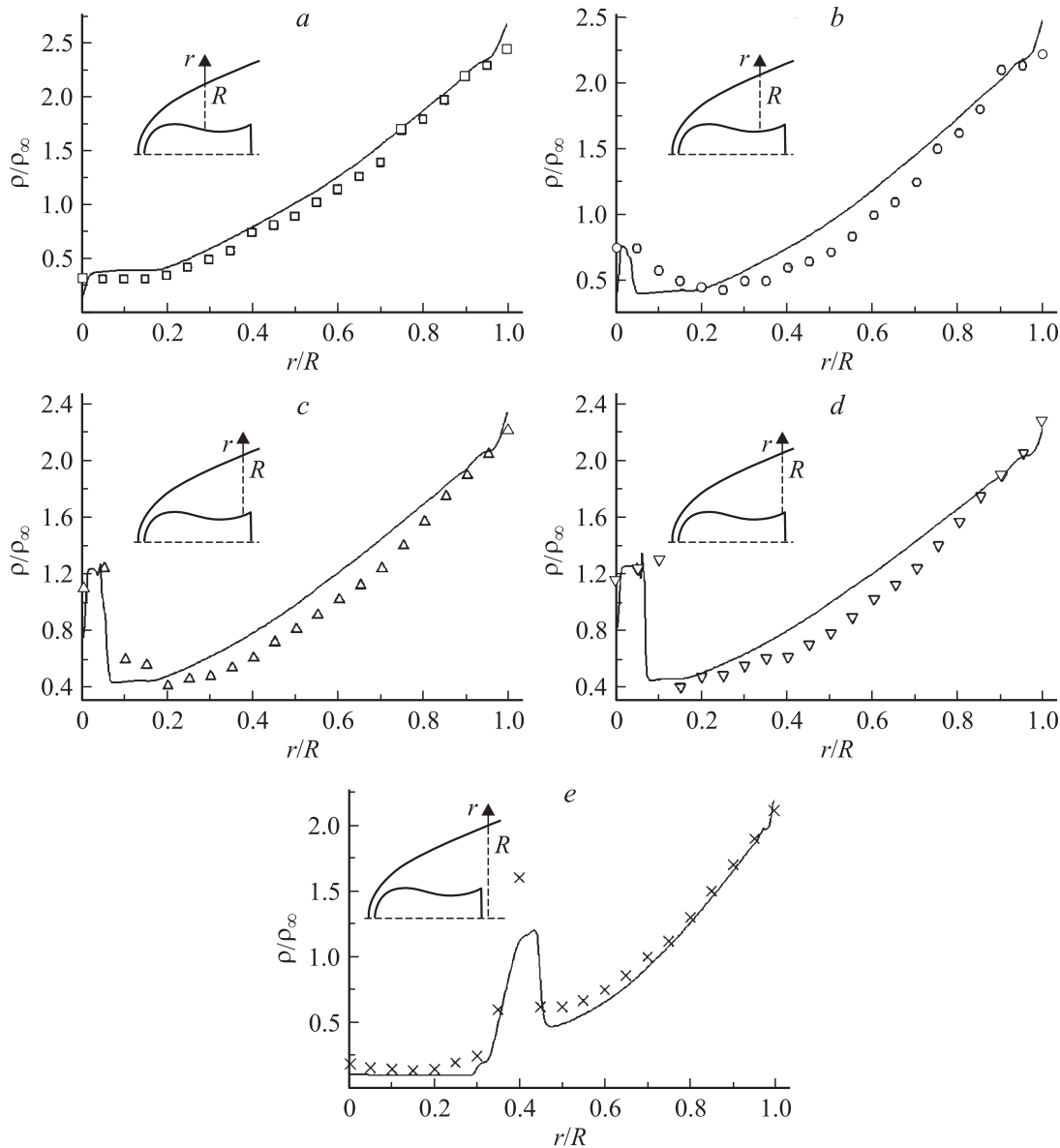


Рис. 8. Сравнительный анализ расчетных (линии) и экспериментальных (точки) распределений относительной плотности в вертикальных сечениях тела (от нижней границы — поверхности тела или оси симметрии — до контура головной ударной волны). *a* — $x = 0.8$ (отмерено от заднего среза в долях мишеля — диаметра); *b* — 0.44; *c* — 0.18; *d* — 0.07; *e* — (-0.11, донная область, отсчет вниз по полету).

турбулентные эффекты весьма существенные, если не определяющие. Удалось не только воспроизвести профиль плотности в донной области, но и правильно уловить изменение плотности в месте расположения юбочного скачка уплотнения.

Заключение

1. Хорошее согласование результатов численного и физического моделирования каплевидного тела с конической юбкой указывает на адекватность использованного расчетного подхода, основанного на решении стационарных уравнений Рейнольдса.

2. Обоснована приемлемость применения модели переноса сдвиговых напряжений Менгера, оттестированной ранее для несжимаемых отрывных течений [12,13].

3. Установлено, что при аппроксимации плотности на границе ячейки следует применять схему Ван-Лира а не центрально-разностную схему (как обычно).

4. Уравнение энергии в исходной системе уравнений следует записывать и решать относительно полного теплосодержания потока.

5. Согласие численных прогнозов с данными измерений локальных характеристик и интегральных оценок лобового сопротивления тела, в свою очередь, свидетельствует об адекватности аэрофизических методов,

базирующихся на обработке аэробаллистического эксперимента.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты №№ 06-08-81002 и 05-02-00162) и Евросоюза по программе Framework-6 (проект VortexCell 2050).

Список литературы

- [1] *Краснов Н.Ф.* Аэродинамика тел вращения. М.: Машиностроение, 1964. 572 с.
- [2] *Петров К.П.* Аэродинамика тел простейших форм. М.: Факториал, 1998. 432 с.
- [3] *Isaev S.A., Mitin A.Ju., Mikhalev A.N., Tokmakov A.V., Thomson S.H.* // Proc. of Int. Conf. on the Methods of Aerophysical Research. Novosibirsk, 1992. P. 63–66.
- [4] *Isaev S.A., Kovalev P.I., Mikhalev A.N., Podlaskin A.B., Thomson S.G., Shiryayev V.A.* // Techn. Phys. 1999. Vol. 44. N 12. P. 1402–1406.
- [5] *Митин А.Ю., Михалев А.Н.* // ИФЖ. 1985. Т. 59. № 5. С. 769–773.
- [6] *Белов И.А., Дементьев И.М., Исаев С.А., Митин А.Ю.* и др. Моделирование сверхзвукового обтекания тел вращения с передней срывной зоной. Препринт ФТИ им. А.Ф. Иоффе. Л., 1986. № 1033. 57 с.
- [7] *Белов И.А., Дементьев И.М., Исаев С.А., Митин А.Ю.* и др. Анализ результатов и методическое обоснование моделирования обтекания тел с передней срывной зоной. Препринт ФТИ им. А.Ф. Иоффе. Л., 1989. № 1353. 63 с.
- [8] *Белов И.А., Исаев С.А., Коновалов В.Н., Митин А.Ю.* // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 20. С. 1217–1200.
- [9] *Белов И.А., Исаев С.А., Коробков В.А.* Задачи и методы расчета отрывных течений несжимаемой жидкости. Л.: Судостроение, 1989. 256 с.
- [10] Научные основы технологий XXI века / Под ред. А.И. Леонтьева, Н.Н. Пилюгина, Ю.В. Полежаева, В.М. Поляева. М.: УНПЦ, Энергомаш, 2000. 136 с.
- [11] *Белов И.А., Исаев С.А.* Моделирование турбулентных течений. СПб.: БГТУ, 2001. 107 с.
- [12] Управление обтеканием тел с вихревыми ячейками в приложении к летательным аппаратам интегральной компоновки (численное и физическое моделирование) / Под ред. А.В. Ермишина, С.А. Исаева. М.: МГУ, 2003. 360 с.
- [13] *Быстров Ю.А., Исаев С.А., Кудрявцев Н.А., Леонтьев А.И.* Численное моделирование вихревой интенсификации теплообмена в пакетах труб. СПб.: Судостроение, 2005. 398 с.
- [14] *Menter F.R.* // AIAA Paper. 1993. N 93–2906. 21 p.
- [15] *Исаев С.А.* // Проблемы газодинамики и теплообмена в энергетических установках. Тр. XV Школы-семинара молодых ученых и специалистов. М.: МЭИ, 2005. Т. 1. С. 7–12.
- [16] *Isaev S.A., Leontiev A.I., Sudakov A.G., Baranov P.A.* // Int. Colloquium on Physics of Shock Waves, Combustion, Detonation and Non-Equilibrium Processes. MIC. Minsk, 2005. P. 48–49.
- [17] *Басаргин И.В., Дементьев И.М., Мишин Г.И.* // Аэрофизические исследования сверхзвуковых течений. М.–Л.: Наука, 1967. С. 168–178.
- [18] *Дементьев И.М., Менде Н.П.* Лабораторные ускоряющие устройства для аэродинамических исследований на баллистических установках. Препринт ФТИ им. А.Ф. Иоффе. Л., 1983. № 831. 19 с.
- [19] *Ковалев П.И., Михалев А.Н., Подласкин А.Б.* и др. // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 12. С. 6–11.
- [20] *Менде Н.П.* // Физико-газодинамические баллистические исследования. Л.: Наука, 1980. С. 200–223.
- [21] *Demetjev I.M., Kamalov I.A., Kovalev P.I.* et al. // Optics and Laser Technology. 1987. Vol. 19. N 6. P. 316–318.
- [22] *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. СПб., 1991. № 1564. 25 с.
- [23] *Менде Н.П.* Вычислительная томография: о накоплении ошибок разности хода в методах с послынным расщеплением объекта. Препринт ФТИ им. А.Ф. Иоффе. Л., 1980. № 1350. 33 с.
- [24] *Ferziger J.H., Peric M.* Computational methods for fluid dynamics. Berlin, Heidelberg, 1999. 389 p.
- [25] *Karki K.C., Patankar S.V.* // AIAA. J. 1989. Vol. 27. P. 1167–1174.
- [26] *Lai Y.G., So R.M.C., Przekwas A.J.* // Int. J. Eng. Sci. 1995. Vol. 33. N 4. P. 469–483.