

УДК: 533.6

Влияние формы головной части тела на расстояние между ним и отошедшей ударной волной в трансзвуковых течениях

З. Эглима, К. Мансур

Технический университет Амиркабира, Тегеран, Иран

E-mail: Mansour@aut.ac.ir

В работе приводится описание численного решения задачи о форме головной ударной волны перед затупленными и острыми осесимметричными головными частями тела в виде сферы, затупленного конуса и острого конуса в стационарном трансзвуковом течении в диапазоне чисел Маха от 1,01 до 1,2. Для верификации результатов моделируются одна сфера и три затупленных конуса и расстояние между отошедшей ударной волной и телом сравнивается с данными других экспериментальных и численных исследований. Затем рассчитывается обтекание других головных частей с аналогичными геометрическими параметрами и полученные результаты сравниваются друг с другом. В настоящем исследовании решаются осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье–Стокса с использованием модели турбулентности Спаларта–Аллмареса. Целью исследования является определение расстояния между отошедшей ударной волной и затупленными и острыми головными частями тел при низкой сверхзвуковой скорости свободного полета. Расстояние между отошедшей ударной волной и телом определяется из кривой числа Маха на линии симметрии. Настоящие численные расчеты проведены при уменьшении числа Маха вплоть до $M_\infty = 1,01$, при котором экспериментальные исследования вызывают затруднения. Полученные данные о положении ударной волны хорошо согласуются с предыдущими численными и экспериментальными исследованиями. При этом данные настоящих расчетов ближе к экспериментальным результатам, чем данные других численных исследований. Кроме того, насколько известно авторам, ранее не было публикаций по определению расстояния между отошедшей ударной волной и параболами в исследованном диапазоне скоростей.

Ключевые слова: расстояние между отошедшей ударной волной и телом, трансзвуковое течение, затупленное тело, заостренное тело.

Введение

Расстояние между ударной волной и точкой растекания на передней кромке летательного аппарата и других тел называется расстоянием между отошедшей ударной волной и телом. Знание формы ударной волны и ее расстояния от затупленных тел является важным для изучения интерференции ударной волны на конфигурациях тел с крыльями или тел с хвостовым оперением, для расчета конвективного нагрева тела, входящего в плотные слои атмосферы, при наличии больших градиентов энтропии невязкого ударного слоя и для расчета радиационного теплопереноса от высокотемпературных ударных слоев около пилотируемых возвращаемых аппаратов. Такая информация может быть получена путем подробного численного исследования полей течения при обтекании затупленных тел. Эмпирически было получено приближенное правило для определения расстояния между отошедшей ударной волной и телом при высоких числах Маха, это расстояние равно 0,14, умноженное на радиус головной части. Более точные теоретические

данные были представлены в работе [1], однако там отсутствует соответствующее правило для сверхзвукового и околосзвукового режимов течения. В настоящей работе исследуется расстояние между отошедшей ударной волной и несколькими острыми и затупленными телами при околосзвуковых скоростях.

Большое количество исследований проводилось с целью определения расстояния между отошедшей ударной волной и телом путем эксперимента, численного моделирования и аналитического решения, начиная с 1949 года [2]. Расстояние между отошедшей ударной волной и затупленными телами достаточно успешно находилось численно для гиперзвуковых течений, но было проведено относительно мало исследований для определения расстояния между отошедшей ударной волной и телом в случаях низкой сверхзвуковой скорости потока и для околосзвуковых течений. Расположение отошедшей ударной волны относительно затупленных тел подробно визуализировалось в работах [3–5]. В работе [6] число Маха ударной волны было близким к 1,1. С приходом таких космических проектов, как «Аполлон», были выполнены экспериментальные и численные исследования по определению расстояния между отошедшей ударной волной и телами сферической формы при гиперзвуковых скоростях, несколько позже изучалось влияние реального газа на расстояния между отошедшей ударной волной и телами, и был проведен ряд экспериментов на баллистическом полигоне в диапазоне гиперзвуковых скоростей потока [7]. Появление в 2001 году летательных аппаратов, используемых в диапазоне чисел Маха от 0,95 до 1,00, вновь оживило исследования сил сопротивления в трансзвуковом диапазоне скоростей для затупленных тел.

Проведение экспериментов в аэродинамической трубе для определения расстояния между отошедшей ударной волной и сферами при числах Маха в диапазоне от 1,01 до 1,1 в воздухе трудно осуществить, и только испытания на баллистическом полигоне в сочетании с оптической визуализацией потока дали бы надежный способ сбора данных. Расстояния между ударной волной и телом в диапазоне трансзвуковых скоростей традиционно определялись на баллистических полигонах, тем не менее, вследствие неточности данных, полученных на баллистических полигонах, они не признаются базовыми для количественных газодинамических исследований.

Автор работы [4] вычислил расстояние между отошедшей ударной волной и сферами для сверхзвуковых и гиперзвуковых чисел Маха с применением метода подгонки скачка (shock fitting method). Однако в настоящем исследовании используется метод сквозного счета для вычисления расстояния между отошедшей ударной волной и телом при околосзвуковых скоростях. Соотношение, предложенное в [8] для формы и положения головной волны, является превосходным примером такого инженерного упрощения. Для затупленных конусов при сверхзвуковых скоростях оно имеет вид:

$$\delta/R = 0,143 \exp(3,24/M_\infty).$$

Положение головной ударной волны впереди затупленного тела определяет черты ближнего поля около тел в течениях с числом Маха выше 1, на которые обычно оказывают преобладающее влияние эффекты вязкости и поглощения энтропии в гиперзвуковых течениях. Расстояние между ударной волной и телом является подходящим параметром для верификации любой аналитической или численной модели перед их использованием для предсказания других характеристик поля течения.

В настоящей работе проводится оценка расстояния между ударной волной и телом для некоторых осесимметричных тел, таких как сфера, затупленный конус, острый конус и параболоид, при трансзвуковых скоростях. Кроме того, полученные численные результаты сравниваются с другими имеющимися экспериментальными и теоретическими данными.

Большинство исследований, посвященных определению расстояния между отошедшей ударной волной и телом, было выполнено для гиперзвуковых скоростей. В других работах изучалось расстояние между ударной волной и телом в трансзвуковых

течениях. В работе [6] исследовалось указанное расстояние при околосвуковых скоростях для сферы и трех затупленных конусов с различными углами при вершине. В работах [9–12] были представлены некоторые численные исследования для трансзвуковых скоростей для сферы. Другие исследования расстояния между отошедшей ударной волной и сферой и затупленными конусами проводились в [13, 14]. Однако исследований для случаев степенных тел, таких как параболоиды, имеется мало. В работе [15] изучалось сверхзвуковое и гиперзвуковое обтекание параболоидов. В настоящей работе вычисляется расстояние между отошедшей ударной волной и телом для параболоидов и параболической двумерной симметричной головной части при околосвуковом обтекании; насколько известно авторам, аналитические данные ранее не публиковались. В работах [16, 17] было численно исследовано расстояние между ударной волной и твердой сферой, движущейся с замедлением в диапазоне трансзвуковых скоростей.

Чтобы верифицировать предлагаемый здесь метод, в настоящем исследовании сначала рассматриваются четыре модели, которые использовались в работе [6]. Эти модели включают одну сферу и три затупленных конуса с разными углами при вершине и равными характеристическими отношениями. Затем обчитываются некоторые околосвуковые течения (от $M = 1,01$ – $1,2$) вблизи этих тел и проводится сравнение результатов с экспериментальными данными работ [6], [9] и численными результатами [16].

Существует еще один аспект трансзвукового обтекания тел. Например, в работе [18] исследовались аэродинамические характеристики заостренного конуса с полууглом при вершине 15° методами баллистического моделирования в диапазоне чисел Маха от 0,5 до 3,7. Авторы использовали прямые теневые снимки геометрических характеристик следа, которые измерялись и анализировались в изучаемом диапазоне трансзвуковых и сверхзвуковых скоростей. Кроме того, для затупленных тел, таких как сфера, в этой работе имеются интересные результаты по вопросам, которые не имели ответа, например, разногласия по трансзвуковым течениям, которые могут быть сформулированы так: может ли крыловой профиль иметь непрерывный диапазон гладкого потенциального безударного обтекания выше критического числа Маха? Эти трудности побудили автора [19] выполнить разложение в ряд по числу Маха функции потенциала для трехмерного течения сжимаемого невязкого совершенного двухатомного газа около сферы. Были получены 24 члена разложения для того, чтобы ответить на поставленный выше вопрос, но ответ так и не был получен. Поэтому изучение формирования ударных волн остается важным вопросом.

В настоящей работе изучается околосвуковое обтекание некоторых других осесимметричных тел, таких как параболоид, острый конус, сфера. Результаты сравниваются друг с другом для того, чтобы обнаружить различия между ними.

Главная цель настоящего исследования — определить, насколько хорошо результаты, полученные численными методами, согласуются с экспериментальными данными. Показано, что расстояние между отошедшей ударной волной и телом при околосвуковых скоростях потока может быть определено численно с неплохой точностью. Сравнение расстояний между отошедшей ударной волной и различными осесимметричными телами также является новым результатом и, насколько известно авторам, прежде не публиковалось. Кроме того, полученные результаты оказались ближе к экспериментальным данным по сравнению с другими численными исследованиями.

1. Определение геометрии течения

В качестве головных частей тел рассматриваются сфера с радиусом 0,15 дюймов (0,38 см) и три затупленных конуса с различными углами атаки, которые изучались в работе [6]. Геометрические параметры трех затупленных конусов приведены в табл. 1: представлены отношения затупления к радиусу основания (R/R_b), отношения длины модели к диаметру ее основания (L/D , где $D = 2 \cdot R$) и половинные углы при вершинах конусов. Отношение R/R_b является одинаковым для всех трех затупленных конусов.

Таблица 1
Геометрические параметры трех затупленных конусов
(модель Старра)

Геометрические параметры	R/R_b	θ_b , град	L/D
Затупленный конус № 1	1/3	14	1,54
Затупленный конус № 2	1/3	10	2,12
Затупленный конус № 3	1/3	6	3,47

Таблица 2
Геометрические параметры моделей

Название модели	R/R_b	θ_b , град	L/D
Затупленный конус (№ 4)	0,0833	8,8	3
Параболическая головная часть	0,0833	---	3
Заостренный конус	0	8,8	3

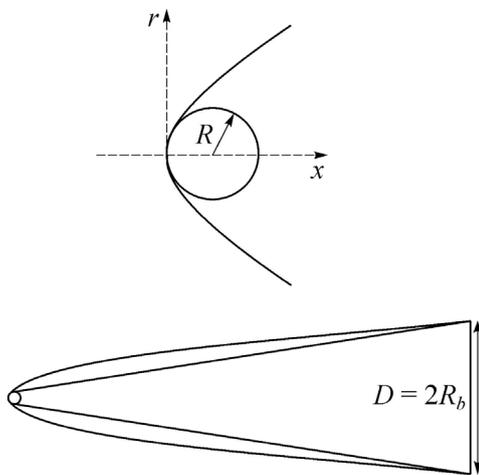


Рис. 1. Формы затупленных тел.

Для сравнения результатов модели должны иметь одинаковые геометрические безразмерные параметры. В табл. 2 представлены геометрические параметры тел (затупленный конус, параболоиды и заостренный конус) для сравнения полей течения около них друг с другом.

В настоящей работе рассматривается один параболоид. Предполагается, что сфера сопрягается по касательной с параболоидом, и ее радиус рассматривается как затупление параболической головной части. В декартовых координатах, отсчитываемых от ее вершины (рис. 1, нижняя часть), любое

коническое сечение описывается формулой $r^2 = 2Rx$, где R — радиус головной части (см. рис. 1, верхняя часть).

В нижней части рис. 1 изображены сфера, параболоид и затупленный конус № 4, которые использовались для изучения расстояния между ними и отошедшей ударной волной. Для сравнения результатов, полученных для этих двух моделей, рассматриваются равные отношения R/R_b и L/D (см. табл. 2). Кроме того, изучается один заостренный конус с тем же L/D для сравнения с другими моделями.

2. Характеристики потока

В настоящем исследовании рассматривается воздушное течение. Вязкость среды имеет постоянное значение — $1,7894 \cdot 10^{-5}$ кг/(м·с). Вязкость предполагается постоянной также потому, что в рассматриваемом диапазоне чисел Маха (от 1 до 1,2) нет большого градиента температуры вблизи стенки и температура не оказывает заметного влияния на вязкость. В случае более высоких чисел Маха вязкость может сильно меняться с температурой, и тогда следует использовать такую функцию, как закон Сазерленда для учета этой зависимости.

Значение плотности вычисляется для реального газа. Теплопроводность воздуха полагается равной 0,0242 Вт/(м·К). Начальное давление равно 101325 Па, начальная температура стенки — 300 К. Температура набегающего потока равна 300 К, числа Маха для каждой модели варьируются от 1,01 до 1,2.

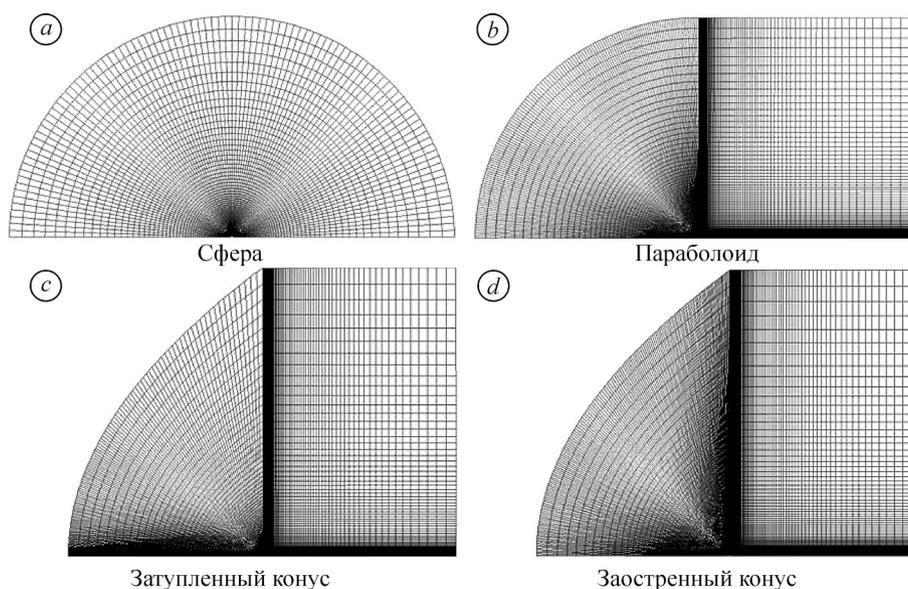


Рис. 2. Сетка, построенная над моделями.

3. Расчетные сетка и область

Построение сетки для настоящих численных расчетов была первоочередной задачей. Сетка для решения задач о трансзвуковом течении должна быть достаточно большой, потому что в трансзвуковом течении информация о нем распространяется и вверх, и вниз по потоку. В проводимых численных расчетах область сетки вверх и вниз по потоку от моделей была от 100 до 600 раз больше, чем длина тел, — в зависимости от геометрии моделей.

После задания моделей были построены сетки вокруг них. Прежде всего, была создана структурированная сетка для сферы (рис. 2а). В табл. 3 даны начальные размеры сетки, а на рис. 2 представлены области начальной сетки для осесимметричных тел, рассматриваемых в настоящей работе. Все сетки были созданы для двумерного случая с линией симметрии в направлении оси x . На рис. 3 сетки вблизи моделей показаны в увеличенном масштабе.

Сетки адаптировались в соответствии с изолиниями чисел Маха после получения начального решения для каждого числа Маха набегающего потока. Адаптивные сетки содержат примерно от 50000 до 250000 ячеек в зависимости от числа Маха набегающего потока и сходимости решений. Рис. 4 иллюстрирует адаптивную сетку над моделями при $M_\infty = 1,04$. Эти сетки адаптируются для конкретного диапазона значений чисел Маха во внутренней области решения. Для других чисел Маха набегающего потока адаптивная сетка может быть мельче или грубее. Кроме того, сетки измельчаются вблизи стенки для учета эффекта вязкости и используемой модели турбулентности.

Наконец, для обеспечения точности численного решения было исследовано влияние измельчения сетки и увеличения размера расчетной области. Авторы использовали построенные сетки, убедившись, что область и количество ячеек сетки были достаточно

Таблица 3
Начальные размеры сетки

Модель	Количество ячеек
Затупленный конус	80000
Параболическая головная часть	76000
Сфера	10000
Заостренный конус	76000

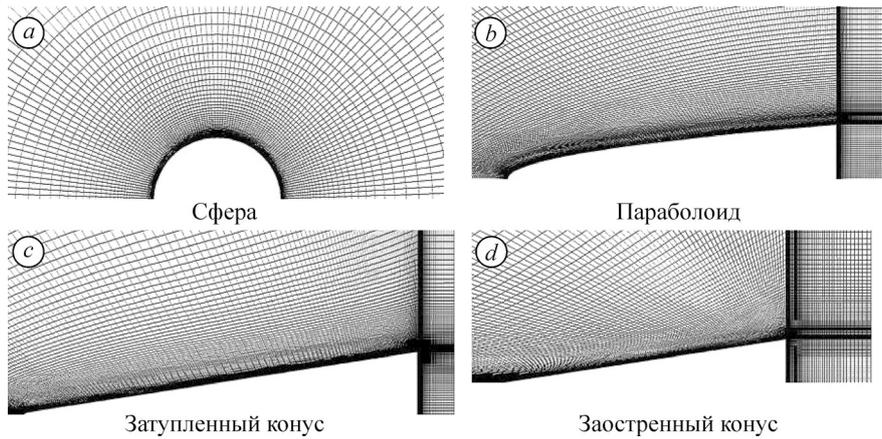


Рис. 3. Вид сетки, построенной над моделями вблизи их поверхности.

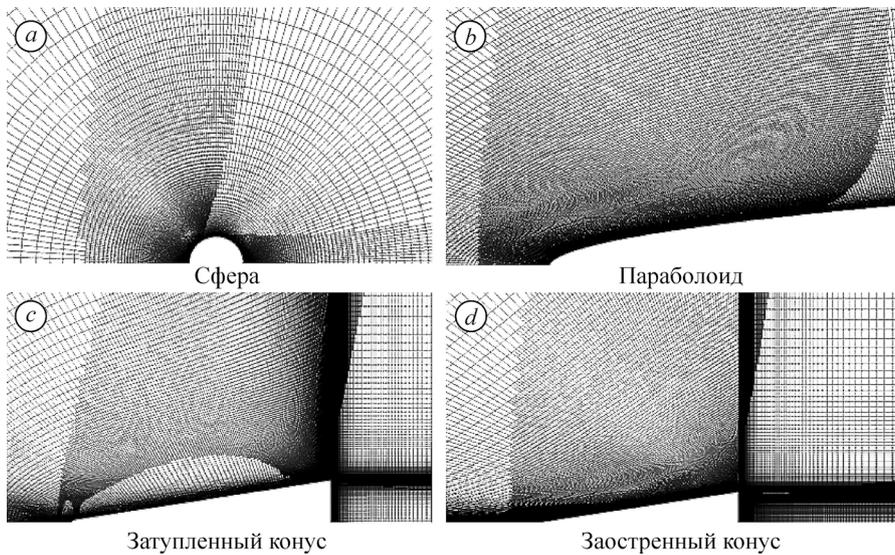


Рис. 4. Адаптивные сетки для моделей при $M_\infty = 1,04$.

большими. На рис. 5 показан результат исследования влияния сетки для параболической головной части.

4. Основные уравнения и расчетный метод

В настоящей работе решаются осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье–Стокса (RANS). Течение с околозвуковыми числами Маха сопряжено с высокими числами Рейнольдса и турбулентностью. Поэтому использовались уравнения RANS и модель турбулентности для получения поля течения вокруг затупленных тел. Была выбрана модель турбулентности Спаларта–Аллмареса из-за ее численной устойчивости и быстрой сходимости.

Осредненные по Рейнольдсу уравнения сохранения массы и количества движения в сочетании

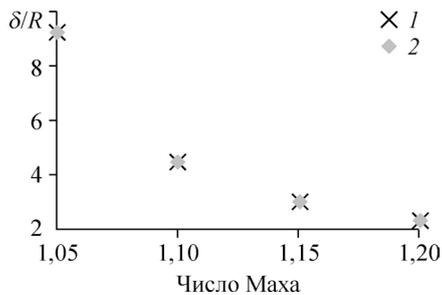


Рис. 5. Влияние сетки для случая параблоида при четырех различных числах Маха набегающего потока. Количество ячеек в сетках: 40000 (1), 10000 (2).

с гипотезой изотропной турбулентной вязкости для стационарного осесимметричного и сжимаемого турбулентного течения могут быть записаны в следующем тензорном виде:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j) = 0,$$

$$\frac{\partial \rho U_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_i U_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} [2\mu S_{ij}],$$

где

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right).$$

Для идеального газа используется уравнение энергии:

$$\frac{\partial \rho C_T}{\partial t} + \frac{\partial \rho U C_T}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(k \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) + S.$$

В ходе решения поставленной задачи применяются осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье–Стокса, используется модель турбулентности Спаларта–Аллмареса [20], и для расчета стационарного обтекания моделей применяется метод Роу вычислительной гидродинамики [21]. Насколько известно авторам, использование модели Спаларта–Аллмареса для этих задач имеет более быструю сходимость по сравнению с другими моделями. При испытании других моделей было обнаружено, что модель Спаларта–Аллмареса дает для рассматриваемых задач наиболее близкие к имеющимся экспериментальным данным результаты, поэтому она была выбрана для представленных здесь расчетов. Стоит отметить, что один из авторов настоящей работы интенсивно изучал влияние моделей турбулентности для обтекания других задач (см. [22–24]).

Граничные условия для решения моделей имеют простой вид: практически во всех расчетах на внешних границах моделей задаются постоянные число Маха и давление. Сетки вблизи стенки измельчаются для учета эффектов вязкости и в связи с использованием модели турбулентности. На поверхностях тел задаются условия прилипания, адиабатические и стационарные условия.

Необходимо отметить, что целью работы является определение расстояния между отошедшей ударной волной и затупленными телами, однако здесь отсутствуют расчеты нагрева и температуры, т.к. они не входят в круг исследуемых вопросов. Из двух условий — адиабатической стенки и изотермического условия — в результате обоснованного анализа было выбрано условие адиабатической стенки. Решение задач с рассмотрением изотермической стенки требует больших расходов машинного времени, поэтому такого исследования не проводится.

В настоящей работе использовалась дискретизация второго порядка точности (с направленными разностями). Число Куранта равнялось 1. Решение считалось сошедшимся в большинстве случаев, когда невязка снижалась до значения порядка 10^{-5} . Для обеспечения полноты данных, полученных в результате применения модели турбулентности, нанесены кривые y^+ на поверхности тел. Значения y^+ имеют порядок около 1. Этот результат свидетельствует о том, что сетки вблизи тела находятся в подобласти турбулентного пограничного тела и работает модель турбулентности. На рис. 6 представлены кривые y^+ для всех моделей при числе Маха 1,2 набегающего потока.

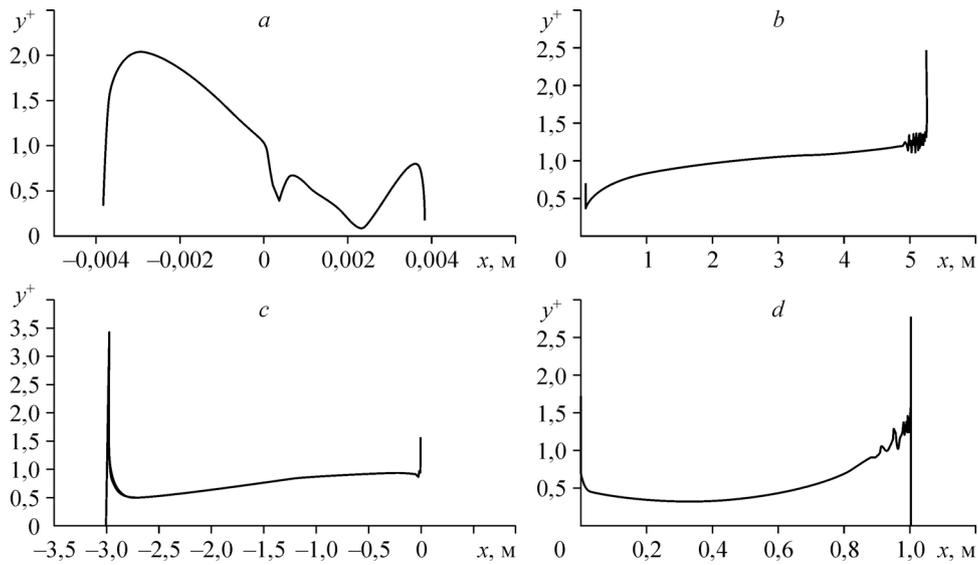


Рис. 6. Кривые y^+ для моделей при $M_\infty = 1,2$.
 a — сфера, b — затупленный конус, c — параболоид, d — заостренный конус.

5. Результаты расчетов и их обсуждение

Расстояние между отошедшей ударной волной и телом определяется из кривой числа Маха на оси симметрии (направление вдоль оси x). В качестве примера на рис. 7 представлено распределение чисел Маха на линии симметрии для затупленного конуса № 4 при различных числах Маха набегающего потока. Рисунок показывает, что при сравнительно больших числах Маха набегающего потока ударная волна становится сильнее и происходит более заметное снижение числа Маха. При $M = 1,01$ внезапное уменьшение

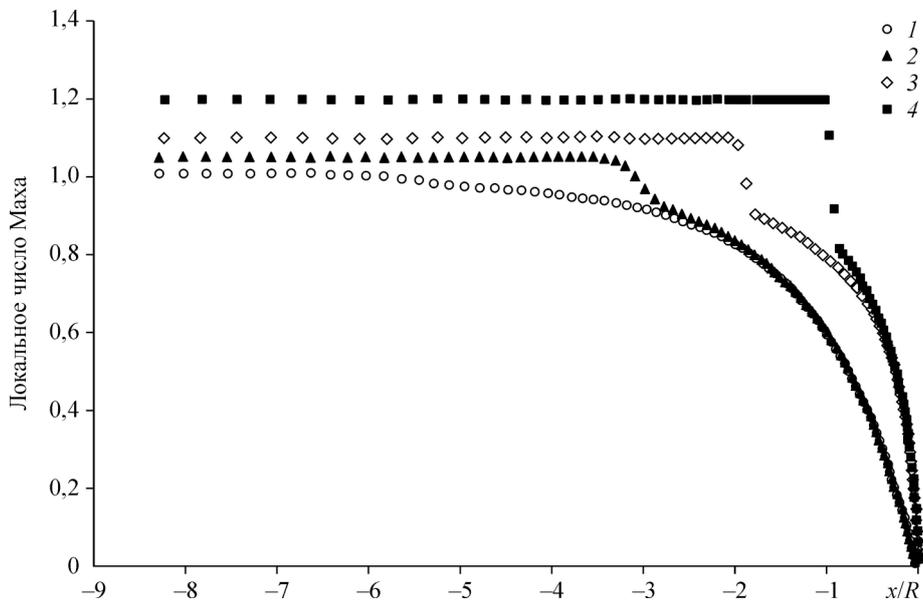


Рис. 7. Кривые распределений чисел Маха вдоль линии симметрии для затупленного конуса № 4 при различных числах Маха набегающего потока.
 $M = 1,2$ (1), $1,05$ (2), $1,1$ (3), $1,01$ (4).

числа Маха вдоль линии симметрии не наблюдается и она постепенно снижается до значений ниже 1. Кроме того, при более высоких числах Маха набегающего потока ударная волна расположена ближе к телу.

5.1. Верификация: определение расстояния между отошедшей ударной волной, сферой и затупленными конусами

На рис. 8 представлено значение давления при различных числах Маха набегающего потока, а на рис. 9 показаны изолинии плотности (в кг/м^3) для числа Маха набегающего потока, равного 1,025. Эти результаты основываются на вязком стационарном решении, полученном с использованием модели турбулентности Спаларта–Аллмареса. На рис. 8 видно, что результаты согласуются с данными численного исследования [10], на рис. 9 видно, что изолинии плотности, полученные из ударно-волнового решения, аналогичны результатам визуализации [9], особенно вверх по потоку от сферы, где имеется головная ударная волна.

На рис. 10 показано относительное расстояние между ударной волной и сферой, полученное в настоящей работе, в сравнении с экспериментальными данными [9] и [6] и численным исследованием [16]; отмечена экспериментальная погрешность, определенная вертикальными чертами с применением стандартной формулы ошибок. Видно, что полученные результаты хорошо согласуются с результатами работы [6] и численными расчетами [16] для чисел Маха набегающего потока выше 1,03. Эти результаты также хорошо согласуются с данными работы [9] при числах Маха вплоть до 1,04 и отличаются от них при числах Маха выше 1,04, и результаты настоящей работы находятся вне диапазонов, определяемых интервалами ошибок. При более тщательном рассмотрении результатов [9] видно, что они не имеют постоянной тенденции в промежутке от $M = 1,01$ до $M = 1,1$, но настоящие расчеты согласуются с экспериментом [6].

Следует обратить внимание на то, что на рис. 9 изображены изолинии плотности, полученные для определения расстояния между отошедшей ударной волной и телом из стационарного решения. В работе [16] показаны изолинии плотности, полученные из нестационарного решения, которые аналогичны экспериментальным данным.

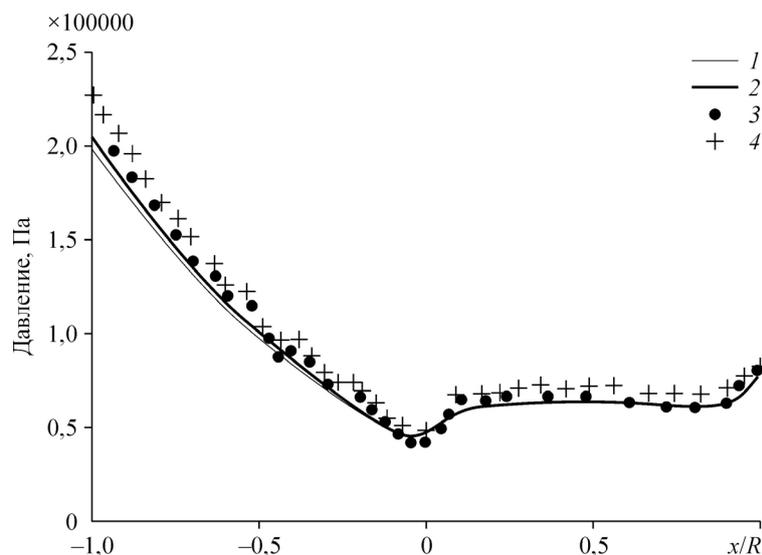


Рис. 8. Распределение давления вдоль поверхности сферы. Результаты настоящей работы при $M = 1,025$ (1), 1,05 (2) и работы [3] при $M = 1,025$ (3), 1,05 (4).

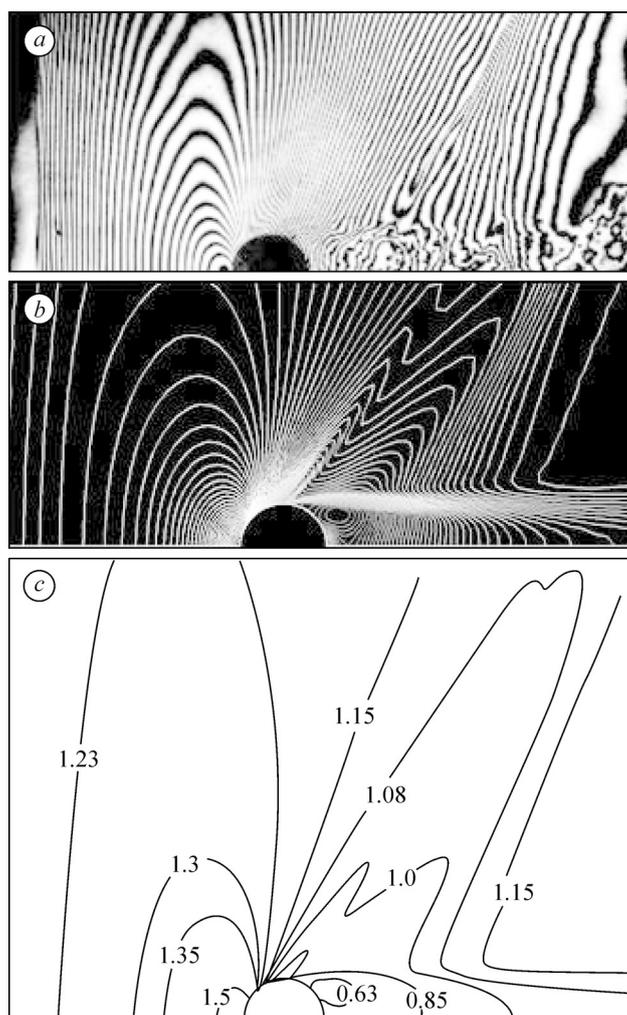


Рис. 9. Изолинии плотности при $M = 1,025$.

a — результаты экспериментов [9], *b* — расчеты настоящей работы, *c* — значения плотности, полученные в настоящих расчетах.

Приведенные данные текущих расчетов, как показано на рис. 10, согласуются с экспериментальными и численными результатами [16] и экспериментальными данными [6] до числа Маха набегающего потока, равного 1,03, для расстояния, которое является предметом изучения настоящей работы — между отошедшей ударной волной и телом. В связи с этим делается вывод о том, что нестационарный след не имеет значительного влияния на расчет расстояния между отошедшей ударной волной и телом. Кроме того, проводимые здесь расчеты для чисел Маха ниже 1,03 хорошо согласуются с экспериментальным исследованием [9], но несколько отличаются от численного исследования [16], что может быть следствием сложности околозвукового течения.

В настоящем исследовании решена задача об околозвуковом обтекании трех затупленных конусов и проведено сравнение с экспериментальными данными [6] (рис. 11). Видно, что результаты настоящей работы для трех затупленных конусов хорошо согласуются с данными экспериментов. Это свидетельствует о том, что предлагаемый подход является надежным при изучении аналогичных случаев, можно рассматривать другие модели и рассчитывать для них расстояния между отошедшей ударной волной и телом.

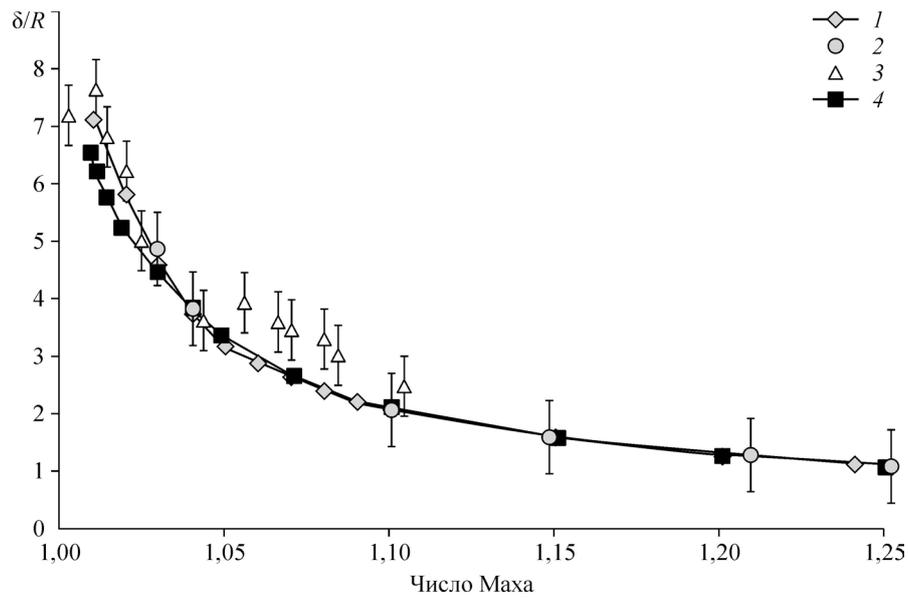


Рис. 10. Расстояние между отошедшей ударной волной и сферой при околосвуковых скоростях. Результаты расчетов настоящей работы (1) и работы [16] (4), экспериментальные данные работ [6] (2) и [9] (3).

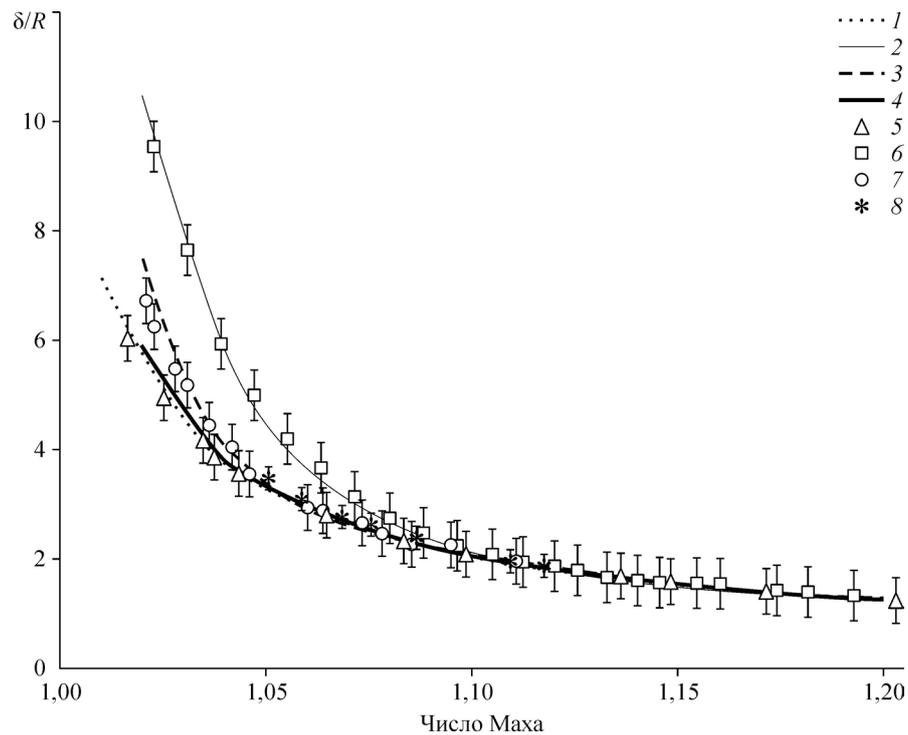


Рис. 11. Расстояния между отошедшей ударной волной и телом для трех моделей затупленного конуса.

Результаты настоящей работы для модели со сферой (1) и с затупленными конусами с полууглами 14° (2), 10° (3) и 6° (4) при вершине; результаты экспериментов [6] для модели со сферой (5) и с затупленными конусами с полууглами 14° (6), 10° (7) и 6° (8) при вершине.

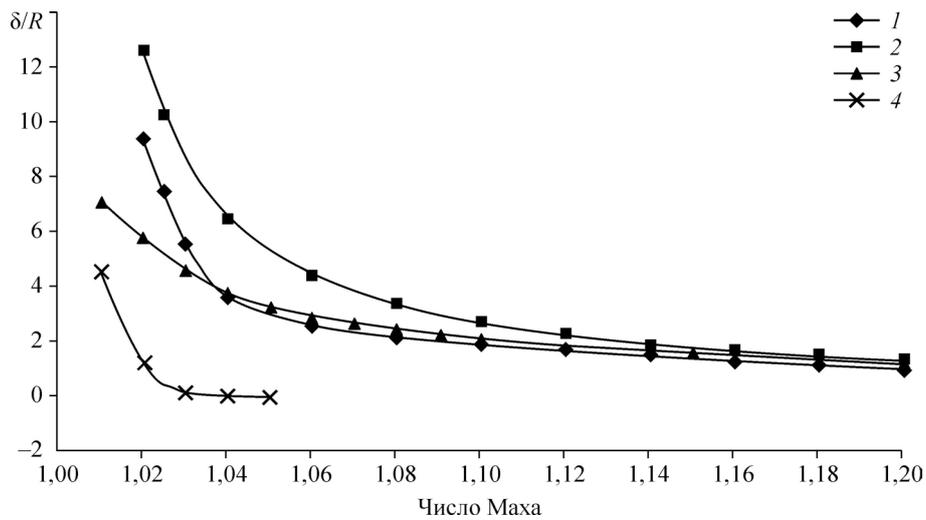


Рис. 12. Расстояния между отошедшей ударной волной и осесимметричными моделями при трансзвуковых скоростях.

Результаты настоящей работы для модели с затупленным конусом (1), параболоидом (2), сферой (3) и с заостренным конусом (4).

5.2. Сравнение результатов для различных осесимметричных моделей

Целью представленного исследования является расчет расстояния между отошедшей ударной волной и различными осесимметричными телами, такими как сфера, параболоид, затупленный и острый конусы с аналогичными геометрическими свойствами, при околозвуковых скоростях и сравнение их друг с другом. При этом остается постоянным отношение радиуса головной части к основанию (R/R_b), а также отношение длины модели к диаметру ее основания (L/D), как указано в табл. 2. На рис. 12 приведены безразмерные значения расстояний между отошедшей ударной волной и затупленным конусом № 4, острым конусом, параболоидом и сферой, полученные в настоящем исследовании. Видно, что параболоид имеет заметное отличие в расстоянии между отошедшей ударной волной и его головной частью по сравнению с другими случаями, но это расстояние приближается к результатам, полученным для других моделей, при увеличении числа Маха набегающего потока. Кроме того, при $M = 1,05$ ударная волна присоединена к острому конусу, что согласуется с известными теориями, такими как теория Коула [25, 26].

На рис. 11 и 12 видно различие между данными, полученными для сферы и для затупленного конуса при числах Маха от 1,025 до 1,04, но эти данные почти совпадают при числах Маха выше 1,04. Рисунок 11 демонстрирует, что расстояние между отошедшей ударной волной и сферой эквивалентно расстоянию между отошедшей ударной волной и затупленным конусом с половинным углом 6° при вершине.

Изолинии чисел Маха около осесимметричных тел при числах Маха набегающего потока от 1,04 до 1,2 представлены на рис. 13. Можно наблюдать, что обтекание различных тел имеет разные изолинии. Это зависит от формы головной части и основания тела. Наряду с другими контурами показаны звуковые линии ($M = 1,0$).

с использованием модели турбулентности Спаларта–Аллмареса. Исследовалось влияние формы головной части тела на расстояние между отошедшей ударной волной и телом для различных форм осесимметричных тел: сферы, конуса и параболоидов. Было определено расстояние между отошедшей ударной волной и телом для нескольких затупленных и острых головных частей при низких сверхзвуковых скоростях свободного полета. Для тестирования настоящих численных расчетов путем сравнения с экспериментом моделировались сфера и три затупленных конуса, изучавшиеся в работе [6], и затем проводились расчеты околозвукового обтекания этих моделей. Полученные результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными. Кроме того, эти результаты оказались ближе к экспериментальным данным, чем другие численные исследования, такие как [9]. Причиной этого могут быть используемые расчетные сетки с их адаптацией для получения более точных результатов. Можно сказать, что настоящие численные расчеты расстояния между отошедшей ударной волной и телом являются надежными.

Для сравнения расстояния между отошедшей ударной волной и телами разной геометрии было выполнено моделирование затупленного конуса, острого конуса с полууглом при вершине 8,8 градусов и параболоида при сохранении отношения радиуса головной части к основанию, а также отношения длины модели к диаметру основания в соответствии с табл. 2. Результаты показали, что при околозвуковых скоростях обтекания расстояние между отошедшей ударной волной и параболоидом больше, чем для сферы и затупленного конуса с теми же геометрическими характеристиками, хотя величина, соответствующая расстоянию между отошедшей ударной волной и параболоидом начинает приближаться к результатам других моделей с увеличением числа Маха. Заметим, что, хотя различие между расстоянием отошедшей ударной волны от сферы и затупленного конуса при числах Маха выше 1,04 было относительно невелико, оно не было одинаковым.

В настоящем исследовании показано, что по меньшей мере в пределах точности, определяемой авторами, для четырех различных конфигураций течения — острых и затупленных конусов, сферы и параболоидов — расстояния между отошедшей ударной волной и телами могут быть вычислены с относительно хорошей точностью для околозвуковых течений, и можно посмотреть, насколько отличается их поведение по сравнению с высокими числами Маха, где указанное расстояние приближается к почти такому же значению.

Можно сделать общий вывод, что расстояние между отошедшей ударной волной и телом при транзвуковой скорости является переменным для различных тел и зависит от формы головной части, длины тела и формы основания модели. Невозможно прогнозировать расстояние между отошедшей ударной волной и телом, зная только безразмерные параметры, показанные в табл. 1 и 2. Для предсказания указанного расстояния в дополнение к безразмерным параметрам, таким, как число Маха, и некоторым простым геометрическим отношениям, требуется информация о форме головной части и основании корпуса тела, при помощи которой определяется величина затупления.

Обозначения

b — основание моделей,	R — радиус сферы или касательной сферы,
C_p — коэффициент давления,	S_{ij} — тензор производства,
C_T — удельная теплоемкость,	U — скорость,
D — диаметр моделей,	δ — расстояние между ударной волной и телом,
k — турбулентная кинетическая энергия,	θ_b — полуугол при вершине конуса,
L — длина моделей,	ρ — плотность.
M_∞ — число Маха набегающего потока,	

Список литературы

1. Van Dyke M.D. A model of supersonic flow past blunt axisymmetric bodies, with application to Chester's solution // J. Fluid Mech. 1958. Vol. 3, Iss. 5. P. 515–522.

2. **Moeckel W.E.** Approximate method for predicting form and location of detached shock waves ahead of plane or axial symmetric bodies // *NACA Techn. Note*. 1949. No. TN-1921.
3. **Heberle J.W., Wood G.P., Gooderum P.B.** Data on shape and location of detached shock waves on cones and spheres // *Report NASA*. 1950. No. TM-2000.
4. **Van Dyke M.D.** The supersonic blunt-body problem-review and extensions // *J. Aeronaut. Sci.* 1958. P. 485–496.
5. **Liepmann H.W., Roshko A.** Elements of gasdynamics. N.Y.: John Wiley & Sons, 1957. 439 p.
6. **Starr R.F., Bailey A.B., Varner M.O.** Shock detachment distance at near sonic speeds // *AIAA J.* 1976. Vol. 14. P. 537–539.
7. **Nonaka S., Mizuno H., Takayama K., Park C.** Measurement of shock standoff distance for sphere in ballistic range // *J. Thermophys. Heat Transf.* 2000. Vol. 14. P. 225–229.
8. **Billig F.S.** Shock-wave shapes around spherical and cylindrical-nosed bodies // *J. Spacecraft and Rockets*. 1968. Vol. 5, No. 10. P. 1247–1248.
9. **Kikuchi T., Numata D., Takayama K., Sun M.** Shock stand-off distance over spheres flying at transonic speed ranges in air // *Shock Waves: 26th Intern. Symp. On Shock Waves*, Vol. 1. Berlin, Heidelberg: Springer BH, 2009. P. 515–520.
10. **Igra D., Falcovitz J.** Shock wave standoff distance for a sphere slightly above Mach one // *Shock Waves*. 2010. Vol. 20, Iss. 5. P. 441–444.
11. **Kikuchi T., Numata D., Takayama K., Sun M.** Shock stand-off distance over spheres flying at transonic speed ranges in air // *Proc. 26th Inter. Symp. on Shock Waves*, Göttingen, Germany, 15–20 July 2007.
12. **Falcovitz J., Kikuchi T., Takayama K.** Shock over spheres in unsteady near-sonic free flight // *Proc. 26th Inter. Symp. on Shock Waves*, Göttingen, Germany, 15–20 July 2007.
13. **Zheng Z., Tang A.M., Lin T.J.** Numerical simulation of low supersonic flow around a sphere // *Sci. in China*. 1994. Ser. A. Vol. 37, No. 1. P. 52–61.
14. **Volz C.W.** Bow-wave-detachment distance for spheres at low supersonic Mach numbers // *Navy Department the David W. Taylor Model Basin, Washington 7. D.C.* 1954. Report 0-658.
15. **Van Dyke M.D., Gordon H.** Supersonic flow past a family of blunt axisymmetric bodies // *Techn. Report R-1*, Ames Research Center Moffett Field, Calif. 1958.
16. **Saito T., Hatanaka K., Yamashita H., Ogawa T., Obayashi S., Takayama K.** Shock stand-off distance of a solid sphere decelerating in transonic velocity range // *Shock Waves*. 2011. Vol. 21, No. 5. P. 483–489.
17. **Eghlima Z., Mansour K.** Computation of standoff shock distance on a blunt nose at transonic flow // *Eleventh Inter. Conf. Fluid Dynamics*, December 19–21, 2013, Alexandria, Egypt. 7 p.
18. **Михалев А.Н.** Аэродинамические характеристики и параметры донной области конуса при трансзвуковых скоростях // *Теплофизика и аэромеханика*. 2008. Т. 15, № 3. С. 471–479.
19. **Mansour K.** Transonic shock singularity for compressible flow past sphere // *25th Inter. Symp. on Shock Waves — ISSW25*, India, 1–6 February, 2005.
20. **Spalart P.R., Allmaras, S.R.** A one-equation turbulence model for aerodynamic flows // *AIAA Paper*. 1992. No. 99–0439.
21. **Roe P.L.** Approximate Riemann solvers, parameter vectors, and difference schemes // *J. Comput. Phys.* 1981. Vol. 43. P. 357–372.
22. **Mansour K., Yahyazade M.** Effects of turbulence model in computational fluid dynamics of horizontal axis wind turbine aerodynamics // *WSEAS Trans. Appl. Theoret. Mechanics*. 2011. Vol. 6, No. 3. P. 108–118.
23. **Mansour K., Meskinkhoda P.** Computational analysis of flow fields around flanged diffusers // *J. Wind Engng and Industrial Aerodynamics*. 2014. Vol. 124. P. 109–120.
24. **Mansour K., Khorsandi M.** The drag reduction in spherical spiked blunt body // *Acta Astron.* 2014. Vol. 99. P. 92–98.
25. **Cole J.D., Solomon G.E., Willmarth W.W.** Transonic flow past simple bodies // *J. Aeronautical Sci.* 1953. Vol. 20, No. 9. P. 627–634.
26. **Cole J.D.** Modern development in transonic flow // *SIAM J. Appl. Math.* 1975. Vol. 29, No. 4. P. 763–787.

*Статья поступила в редакцию 12 ноября 2014 г.,
после доработки — 29 апреля 2016 г.*