

УДК 533.6.011.8

ЭВОЛЮЦИЯ ПОЛЯ ТЕЧЕНИЯ ОКОЛО КРУГОВОГО ЦИЛИНДРА И СФЕРЫ ПРИ МГНОВЕННОМ СТАРТЕ СО СВЕРХЗВУКОВОЙ СКОРОСТЬЮ

В. А. Башкин, И. В. Егоров, Д. В. Иванов

Центральный аэрогидродинамический институт им. Н. Е. Жуковского, 140180 Жуковский

На основе результатов численного интегрирования нестационарных двумерных уравнений Навье — Стокса исследована эволюция поля течения около кругового цилиндра и сферы, мгновенно стартующих с постоянной сверхзвуковой скоростью ($M_\infty = 5$, $Re = 10^5$) из состояния покоя.

Ключевые слова: сверхзвуковое течение, мгновенное начало движения, цилиндр, сфера.

Введение. Одной из задач нестационарной аэрогидродинамики является старт тела с постоянной скоростью из состояния покоя.

В несжимаемой жидкости малые возмущения распространяются с бесконечной скоростью, поэтому при мгновенном старте сначала около тела устанавливается невязкое потенциальное течение с образованием тангенциального разрыва (бесконечно тонкого вихревого слоя) на обтекаемой поверхности. В последующие моменты времени за счет сил внутреннего трения происходит диффузия вихревого слоя в окружающее пространство. Если движение происходит при достаточно большом числе Рейнольдса, то начинает развиваться вязкое течение в пограничном слое при известном распределении давления [1, 2]. Поэтому вплоть до момента появления отрыва пограничного слоя ($t < t_s$) невязкий и вязкий потоки практически не взаимодействуют. При $t \geq t_s$ они начинают взаимодействовать, что приводит к существенной перестройке поля течения около рассматриваемого тела. Теоретическое исследование этой стадии развития течения проводится на основе уравнений Навье — Стокса.

В газе малые возмущения распространяются с конечной скоростью, поэтому невязкое течение и течение в пограничном слое начинают развиваться почти одновременно и взаимодействуют. В этом случае нестационарный процесс на всех этапах также изучается на основе уравнений Навье — Стокса.

В [3, 4] разработана методика численного интегрирования нестационарных двумерных уравнений Навье — Стокса, которая позволяет осуществлять численное моделирование сверхзвукового обтекания плоских и осесимметричных тел. При этом стационарный режим обтекания, если он существует для заданных условий, получается как предельный случай при $t \rightarrow \infty$ (метод установления по времени). Эта методика апробирована на решении ряда задач внешней и внутренней аэродинамики. В частности, проведены расчеты сверхзвукового стационарного обтекания кругового цилиндра.

В настоящей работе указанная методика численного моделирования использована для исследования эволюции поля течения около кругового цилиндра и сферы радиуса R при мгновенном их старте из состояния покоя с постоянной сверхзвуковой скоростью, соответствующей числу Маха $M_\infty = 5$. Движение тел происходит при числе Рейнольдса

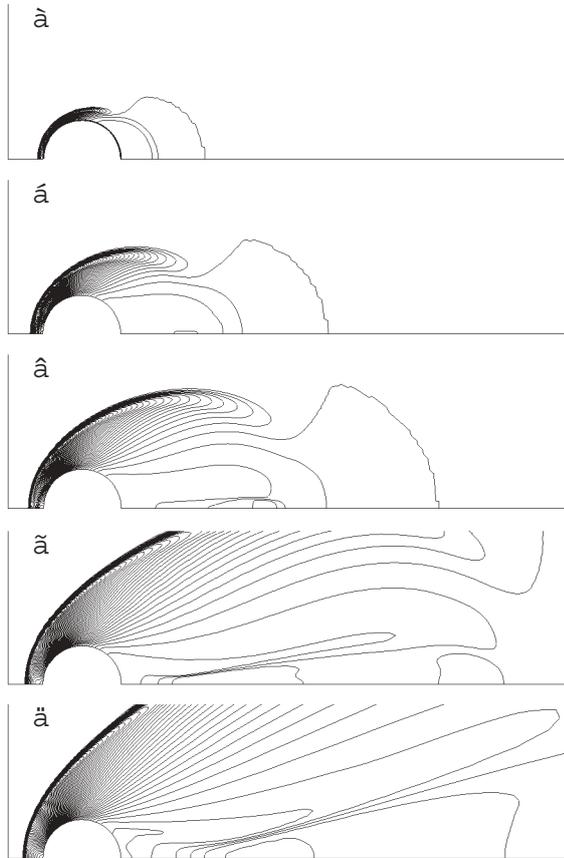


Рис. 1. Изолинии $c_p = \text{const}$ около кругового изотермического цилиндра ($M_\infty = 5$, $\text{Re} = 10^5$):

$a - \bar{t} = 1$; $б - \bar{t} = 3$; $в - \bar{t} = 5$; $г - \bar{t} = 10$;
 $д - \bar{t} = 50$

$\text{Re} = \rho_\infty V_\infty R / \mu_\infty = 10^5$ (V_∞ , ρ_∞ , μ_∞ — скорость, плотность и динамическая вязкость газа в невозмущенном потоке). Поверхности обтекаемых тел принимались изотермическими с температурой T_w , при этом температурный фактор $T_w/T^* = 0,5$ (T^* — температура торможения невозмущенного потока).

Расчеты проведены в предположении симметрии течения на неравномерной сетке 201×201 с постоянным временным шагом $\Delta t = 0,01$. Начало декартовой (цилиндрической) системы координат совмещено с центром обтекаемого тела. Расчетная область несимметрична, вверх по потоку ее граница находится на расстоянии $5R$, вниз по потоку — $15R$ и в нормальном направлении — на расстоянии $11R$.

Структура поля течения. Основные закономерности эволюции поля течения около цилиндра и сферы качественно одинаковы. В момент времени $t = 0$ около рассматриваемых тел имеется однородный сверхзвуковой поток. В последующие моменты времени поток натекает на лобовую часть тела, и его взаимодействие с обтекаемой поверхностью приводит к формированию головной ударной волны и области сжатия перед телом. В кормовой части тела поток удаляется от поверхности, образуя за собой волну разрежения; с течением времени она покидает расчетное поле, перемещаясь в бесконечно удаленную точку вниз по потоку, а за ней формируется структура ближнего и дальнего следа.

На рис. 1 показана эволюция во времени изолиний коэффициента давления $c_p = (p - p_\infty)/q_\infty$ вблизи кругового цилиндра ($q_\infty = 0,5\rho_\infty V_\infty^2$ — скоростной напор невозмущенного потока). В начальный момент времени область возмущенного течения сосредоточена в окрестности обтекаемого тела. К моменту времени $\bar{t} = t/t_R = 1$ ($t_R = R/V_\infty$) на наветренной стороне тела формируется тонкий ударный слой (рис. 1, *a*), форма внешней границы которого близка к дуге окружности, а за телом — область разрежения, протяженность которой вниз по потоку порядка характерного линейного размера. При этом изобара,

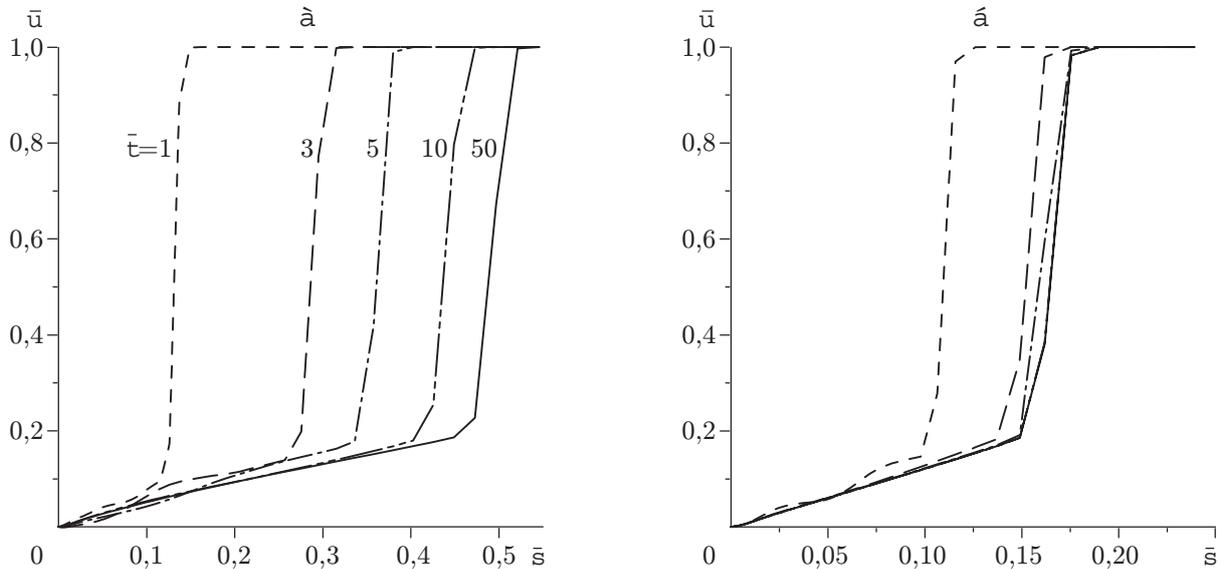


Рис. 2. Распределение скорости $\bar{u} = u/V_\infty$ на оси симметрии перед изотермическими цилиндром (а) и сферой (б) в различные моменты времени

которая разделяет области сжатия и разрежения, начинается в окрестности миделева сечения тела.

В дальнейшем происходит увеличение размеров области возмущенного течения. При этом в начальный период развития реализуется безотрывное обтекание тела, а в момент времени $\bar{t} \approx 3$ для цилиндра и $\bar{t} \approx 2$ для сферы в донной области в окрестности задней критической точки зарождается глобальная зона отрывного течения.

Ударная волна формируется в окрестности плоскости симметрии цилиндра (рис. 1, б). В дальнейшем происходит распространение ударной волны вверх по потоку от плоскости симметрии (рис. 1, в, г), в результате чего она формируется во всем расчетном поле течения (рис. 1, д). В то же время за телом развивается отрывная зона и постепенно формируется структура течения, характерная для затупленного тела в сверхзвуковом потоке.

Изолинии других газодинамических переменных позволяют получить дополнительную информацию. В частности, анализ полей завихренности показывает, что она порождается двумя источниками. Первый источник — криволинейная головная ударная волна, где реализуется невязкий механизм генерации завихренности согласно теореме Крокко. Вторым, более мощным источником является твердая стенка, на которой реализуется вязкий механизм генерации завихренности вследствие выполнения на ней условия прилипания.

Течение в плоскости (на оси) симметрии перед телом. Дополнительную информацию об особенностях развития течения перед рассматриваемыми телами можно получить при анализе распределений скорости (рис. 2) и температуры (рис. 3) в плоскости (на оси) симметрии. На рис. 2, 3 координата $\bar{s} = s/R$ отсчитывается от передней критической точки вверх по потоку.

Из рис. 2 следует, что в начальный момент времени перед телом формируется прямой скачок уплотнения, при этом скачок расположен ближе к телу, а изменение скорости в нем больше, чем в случае прямого скачка уплотнения в невязком газе (относительная скорость потока за прямым скачком уплотнения $u_1/V_\infty = 0,2$ при $M_\infty = 5$ и показателе адиабаты $\gamma = 1,4$). В последующие моменты времени скачок уплотнения перемещается вверх по потоку, и значение u_1/V_∞ приближается к значению для невязкого газа. При этом скорость потока между скачком уплотнения и телом изменяется по линейному закону.

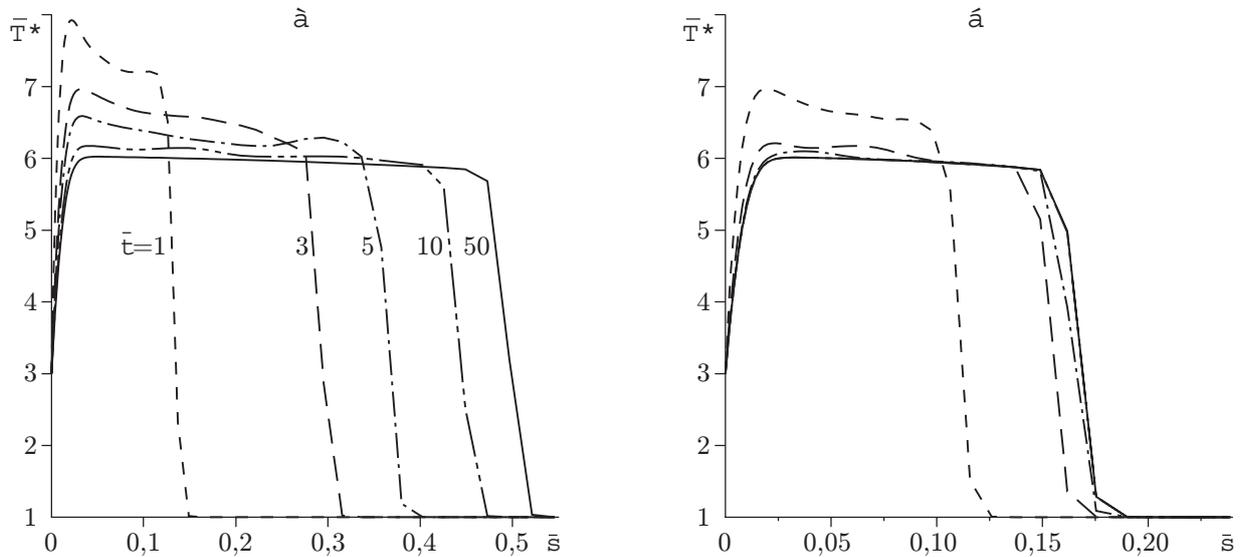


Рис. 3. Распределение температуры торможения $\bar{T}^* = T^*/T_\infty$ на оси симметрии перед изотермическими цилиндром (а) и сферой (б) в различные моменты времени

Аналогичный характер имеет распределение коэффициента давления перед телом на плоскости (оси) симметрии. В начальный момент времени торможение потока в скачке уплотнения в вязком газе происходит с меньшими потерями полного давления по сравнению с невязким газом. Например, при $\bar{t} \leq 1$ в критической точке цилиндра в вязком потоке коэффициент давления $c_p \geq 2$, а в невязком стационарном потоке $c_p = 1,75$. В дальнейшем потери полного давления в скачке возрастают и вязкое решение сверху приближается к невязкому.

Представляют интерес распределения температуры на плоскости (оси) симметрии перед обтекаемым телом (рис. 3). В начальный период развития течения температура газа в области между скачком и телом значительно превышает температуру торможения невозмущенного потока ($\bar{T}^* = T^*/T_\infty = 6$). Например, в момент времени $\bar{t} = 1$ для цилиндра максимальное значение относительной температуры в области между скачком и обтекаемым телом $\bar{T}_{\max} \approx 8$, для сферы $\bar{T}_{\max} \approx 7$. В последующие моменты времени максимальная температура в этой области понижается и сверху приближается к значению температуры торможения в невозмущенном потоке.

В распределениях температуры положение локального максимума соответствует внешней границе теплового пограничного слоя. Из приведенных на рис. 3 данных следует, что невязкое и вязкое течения развиваются одновременно и взаимодействуют.

Течение в плоскости (на оси) симметрии за телом. Проанализируем распределения газодинамических переменных в плоскости (на оси) симметрии за рассматриваемыми телами. Согласно данным, приведенным на рис. 4, где координата $\bar{s} = s/R$ отсчитывается от задней критической точки вниз по потоку, за обтекаемым телом можно выделить три области течения: вязкую, переходную (квазивязкую) и область невозмущенного однородного потока. На начальном этапе развития течения газа в донной области является безотрывным, а между телом и уходящим фронтом невозмущенного потока образуется вязкая область возмущенного течения с линейным профилем скорости ($\bar{t} = 1$). В последующие моменты времени продольный размер области возмущенного течения увеличивается, а в окрестности задней критической точки зарождается и развивается глобальная зона отрывного течения ($\bar{t} = 3$); при этом в окрестности уходящего фронта формируется

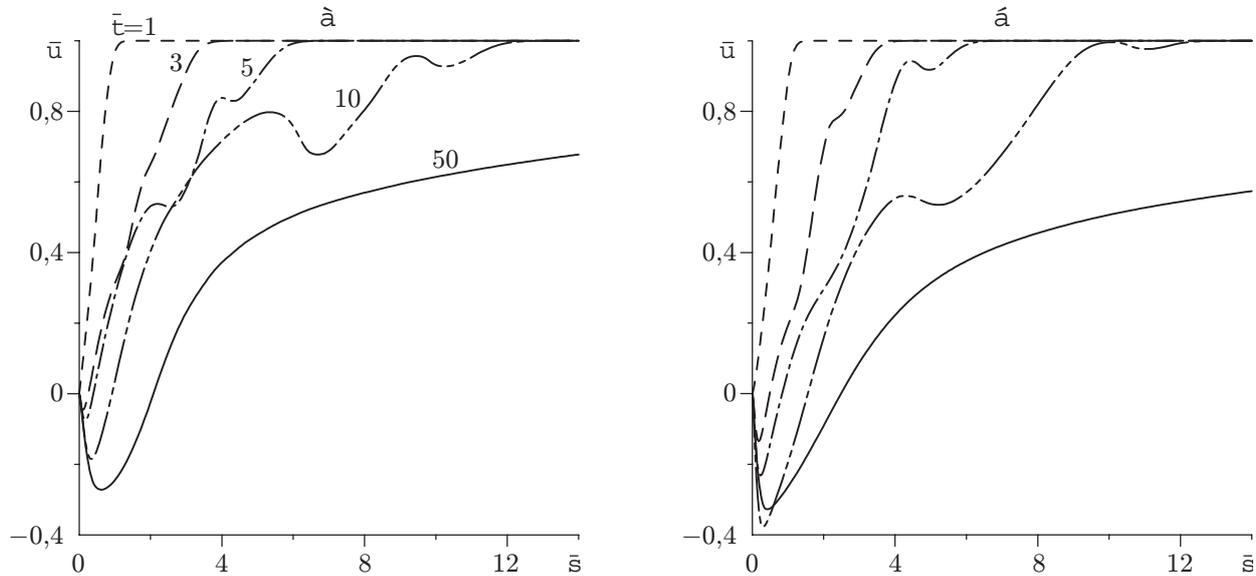


Рис. 4. Распределение скорости $\bar{u} = u/V_\infty$ на оси симметрии за изотермическими цилиндром (а) и сферой (б) в различные моменты времени

переходная зона. В дальнейшем происходит развитие глобальной зоны отрывного течения, размеры переходной зоны увеличиваются, и в ней появляются волны сжатия и разрежения. При $\bar{t} \geq 10$ фронт невозмущенного потока практически покидает расчетную область, а переходная зона, имеющая сложную структуру, располагается в окрестности выходной границы расчетной области. К этому моменту времени в основном уже сформировалась структура ближнего следа. В последующие моменты времени переходная зона покидает расчетную область и развивается структура ближнего следа с выходом на дальний след ($\bar{t} = 50$). Отметим, что с момента появления глобальной отрывной зоны значение производной $\partial u/\partial s$ в задней критической точке в последующие моменты времени практически не меняется.

Коэффициент давления в области течения за телом (в отличие от области течения перед телом) изменяется в целом незначительно. В начальный момент времени в окрестности задней критической точки возникает заметное разрежение, которое в последующие моменты времени уменьшается, но сохраняется конечным вплоть до выхода на стационарный режим. Коэффициент давления в продольном направлении изменяется монотонно вплоть до момента зарождения глобального отрыва. В последующие моменты времени монотонный характер зависимости $c_p(\bar{s})$ нарушается.

Из анализа распределений температуры следует, что однородный низкотемпературный сверхзвуковой поток в области течения за телом постепенно вытесняется высокотемпературным завихренным потоком газа. При этом в процессе эволюции температура газа в рассматриваемой области меньше температуры торможения невозмущенного сверхзвукового потока.

Заключение. Анализ эволюции поля течения и аэродинамических характеристик кругового цилиндра и сферы, мгновенно стартующих с постоянной сверхзвуковой скоростью ($M_\infty = 5$, $Re = 10^5$) из состояния покоя, позволил выявить ряд интересных особенностей.

В газе, в отличие от несжимаемой жидкости, невязкое и вязкое течения развиваются одновременно и взаимодействуют. Поэтому в начальный период эволюции из-за нестационарных и вязких эффектов торможение потока в ударном слое перед телом происходит с

меньшими потерями полного давления, чем в случае невязкого прямого скачка уплотнения, а максимальная температура газа за ударной волной превышает температуру торможения в невозмущенном потоке. С течением времени решение задачи асимптотически приближается к решению для прямого скачка уплотнения.

В ближнем следе в начальный период реализуется безотрывное обтекание тела. В момент зарождения глобального отрыва происходит сложная перестройка поля течения. Затем постепенно формируются замкнутая зона глобального отрыва и структура ближнего и дальнего следа, характерная для стационарного режима обтекания рассмотренных тел.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Лойцянский Л. Г.** Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1973.
2. **Шлихтинг Г.** Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974.
3. **Башкин В. А., Егоров И. В., Егорова М. В.** Обтекание кругового цилиндра сверхзвуковым потоком совершенного газа // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 1993. № 6. С. 107–115.
4. **Башкин В. А., Егоров И. В., Иванов Д. В.** Применение метода Ньютона к расчету внутренних сверхзвуковых отрывных течений // ПМТФ. 1997. Т. 38, № 1. С. 30–42.

*Поступила в редакцию 14/І 2003 г.,
в окончательном варианте — 14/VII 2003 г.*
