

УДК 533.6.011.5

О КОНФИГУРАЦИИ ДОЗВУКОВЫХ ЗОН, ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ СВЕРХЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ ЗАТУПЛЕННОГО ПО СФЕРЕ ЦИЛИНДРА ПОД БОЛЬШИМИ УГЛАМИ АТАКИ

МИНОСЦЕВ В. Б., САВИНОВ К. Г.

Численному исследованию обтекания затупленных тел сверхзвуковым потоком идеального газа посвящено большое число работ. Достаточно подробная библиография по этому вопросу содержится в [1]. Однако обтекание удлиненных затупленных тел под большими углами атаки ($40-50^\circ$) изучено недостаточно полно.

Нахождение течения около затупленного тела, как правило, разбивается на два этапа: сначала решается задача обтекания головной части, затем определяется течение в чисто сверхзвуковой области. При больших углах атаки такое разбиение исходной задачи на две не всегда возможно.

Как показали исследования сверхзвукового обтекания при больших углах атаки цилиндра, затупленного по сфере, можно выделить пять типов течения в ударном слое по конфигурации дозвуковых областей. В большом диапазоне углов атаки, начиная с нулевого угла атаки, имеет место течение, когда дозвуковая область расположена только около головной части, — это первый тип течения. При увеличении угла атаки появляется ограниченная местная дозвуковая зона, прилегающая к поверхности цилиндра, — это второй тип течения, он представлен на фиг. 1, б. Третий тип течения наблюдается для еще больших углов атаки, когда дозвуковая зона у цилиндра простирается до бесконечности. При дальнейшем увеличении угла атаки дозвуковая зона, прилегающая к цилиндру, соединяется с основной дозвуковой областью, расположенной у головной части, и будет иметь место четвертый тип течения. И наконец, при углах атаки, близких к 90° , течение с наветренной стороны всюду в ударном слое будет дозвуковым.

Расчет течения с наветренной стороны при наличии у боковой поверхности локальных или протяженных дозвуковых областей проводился по следующей методике.

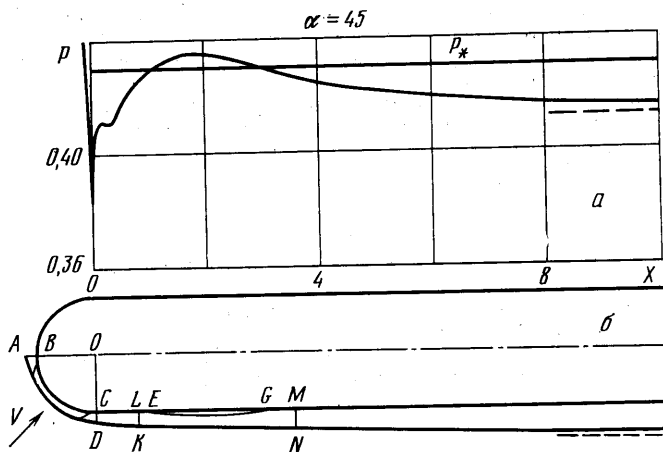
Для случая, изображенного на фиг. 1, б, рассчитывается течение около головной части тела в области $ABCD$ методом установления в сферической системе координат с центром в точке O . Затем рассчитывается сверхзвуковое течение в области $DCLK$. Далее в области $KLMN$, заключающей в себе дозвуковую зону, расчет снова может быть проведен методом установления. Здесь естественно использовать цилиндрическую систему координат. Причем задача для решения в области $KLMN$ ставится корректно: на границе KL имеются данные, полученные из решения сверхзвуковой задачи в области $DCLK$, на границе LM ставится условие непротекания, на ударной волне используются обычные соотношения на скачке, а на границе MN , лежащей в сверхзвуковой области, нормальная к плоскости MN составляющая скорости больше скорости звука. Правее плоскости MN расчет может быть продолжен одним из методов расчета сверхзвуковых течений.

Для третьего типа течения встает вопрос о допустимости расчета в области $KLMN$. В этом случае правая граница этой области MN будет пересекать дозвуковую зону и составляющая скорости, нормальная к границе, на некотором участке будет меньше скорости звука. Однако здесь следует учитывать следующее: во-первых, скорости на указанном участке, хотя и дозвуковые, но очень близки к скорости звука; во-вторых, протяженность этого участка составляет малую часть границы MN . Поэтому возмущения через границу слабо передаются вверх по потоку. В работе [2], где рассматриваются подобного типа течения в ударном слое, подробно исследуется вопрос о применимости метода установления к расчету таких течений. На основе проведенных исследований делается вывод о возможности применения метода установления к решению задач с бесконечными узкими дозвуковыми зонами, в которых скорость близка к скорости звука.

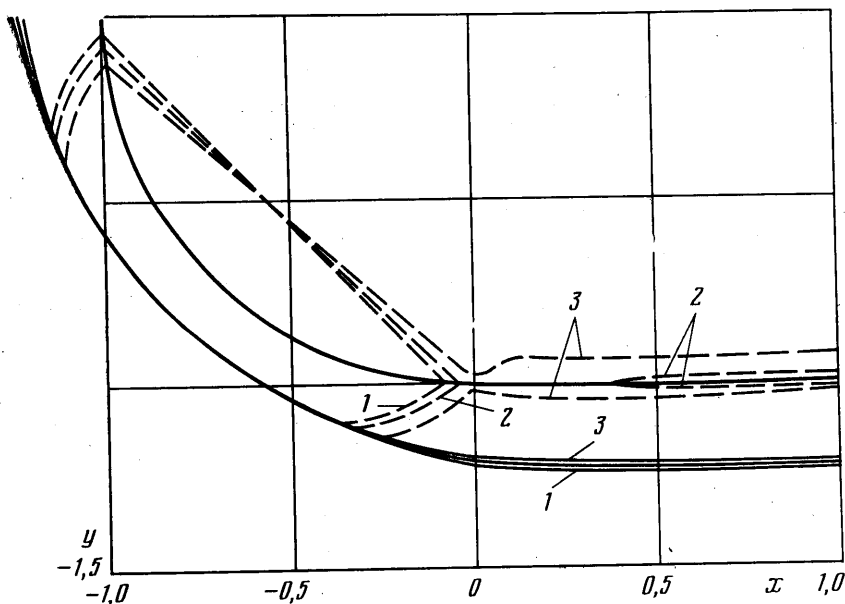
После проведения расчета в слое $KLMN$ аналогичным образом можно рассчитать течения в следующих выделенных слоях. Таким образом, предлагается послойное использование метода установления. Такой же подход с послойным применением метода установления может быть использован для четвертого типа течения.

Следует подчеркнуть, что расчет течения только в наветренной части ударного слоя можно провести, выбрав меридиональные плоскости, ограничивающие расчетную область, таким образом, чтобы составляющие скорости, перпендикулярные к ним, были больше скорости звука.

В качестве примера ниже приводятся результаты расчета обтекания цилиндра, затупленного по сфере, при $M_\infty=6$, $\gamma=1,4$. Расчет областей, где имели место течения с дозвуковой скоростью, проводился методом установления [3]. Сверхзвуковое течение рассчитывалось методом сеток, основанным на схеме, предложенной в [3]. На



Фиг. 1



Фиг. 2

Фиг. 1, а для $\alpha=45^\circ$ приведено распределение давления p , отнесенного к $\rho_\infty V_m^2$, вдоль поверхности цилиндра с наветренной стороны в плоскости симметрии; здесь же дано значение давления, соответствующее звуковой скорости на теле. На Фиг. 1, б для этого случая изображено положение ударной волны и звуковых линий в плоскости симметрии. Значение давления торможения на цилиндре и отход ударной волны в плоскости симметрии при поперечном обтекании цилиндра с числом $M_\infty^\circ = M_\infty \sin \alpha$ отмечены на Фиг. 1 штриховыми линиями. Как видно из Фиг. 1, при угле атаки $\alpha=45^\circ$ на цилиндрическом участке EG имеется тонкая местная дозвуковая область, т. е. в этом случае имеет место второй тип течения. Ударные волны и звуковые линии в плоскости симметрии, а также звуковые линии на теле (вид сбоку) представлены на Фиг. 2 на начальном участке тела для углов атаки $\alpha=44, 46, 49^\circ$ (кривые 1, 2, 3). Углу атаки $\alpha=44^\circ$ соответствует чисто сверхзвуковое течение у цилиндра, при $\alpha=46^\circ$ имеется местная дозвуковая зона, более протяженная, чем при $\alpha=45^\circ$. При $\alpha=49^\circ$ имеет место четвертый тип течения.

Используя результаты расчетов, а также тот факт, что на больших расстояниях от затупления давление на цилиндре в плоскости симметрии асимптотически стре-

мится к значению давления торможения при поперечном обтекании с $M_{\infty}^{\circ} = M_{\infty} \sin \alpha$, можно указать диапазоны углов атаки, в которых при $M_{\infty} = 6$, $\gamma = 1,4$ имеют место различные типы течения. При углах атаки $\alpha < 44^{\circ}40'$ течение во всем ударном слое у цилиндра сверхзвуковое. При $44^{\circ}40' < \alpha < 46^{\circ}15'$ будет реализовываться второй тип течения. При $46^{\circ}15' < \alpha < 48^{\circ}30'$ дозвуковая зона у цилиндра тянется по x до бесконечности. При $\alpha > 48^{\circ}30'$ две дозвуковые области сливаются в одну.

Авторы благодарят Г. Н. Андреева за полезное обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Любимов А. Н., Русанов В. В. Течения газа около тупых тел. М: Наука, 1970, ч. 1. 287 с; ч. 2. 379 с.
2. Лебедев М. Г., Савинов К. Г. Удар неравномерного сверхзвукового потока газа в плоскую преграду. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1969, № 3, с. 164–171.
3. Липницкий Ю. М., Михайлов Ю. Я., Савинов К. Г. Исследование пространственного сверхзвукового обтекания головной части затупленных тел методом установления. — Науч. тр. Ин-та мех. МГУ. 1972, № 19, с. 66–79.

Москва

Поступила в редакцию
16.IV.1981

УДК 533.6.011.72

ПРИМЕР ТОЧНОГО РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ СЖАТИЯ ГАЗА СФЕРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКОЙ

СВАЛОВ А. М.

Рассматривается задача об изэнтропическом сжатии газа сферической оболочкой конечной толщины, имеющей внешнюю границу с вакуумом. Полное решение задачи с различными начальными условиями, с различными уравнениями состояния для оболочки и сжимаемого вещества возможно лишь численно. Однако существует класс точных решений уравнений газовой динамики [1, 2] с линейным распределением скорости частиц по радиусу, в котором допускается существование контактных разрывов. Для этого необходимо, чтобы и оболочка и сжимаемая среда описывались одним и тем же уравнением состояния $p = (\gamma - 1) \rho E$ с одинаковым показателем адиабаты $\gamma = c_p / c_v$. Отметим, что таких разрывов в решении может быть как угодно много, т. е. этим классом решений можно описать сжатие вещества многослойными оболочками. Ограничимся здесь рассмотрением однослойной оболочки с показателем адиабаты $\gamma = 5/3$.

Непосредственной подстановкой в уравнения газовой динамики можно проверить, что им удовлетворяют следующие соотношения:

$$p = \frac{1}{S} \left(\frac{R^2 - \xi^2}{t^2 + T^2} \right)^{5/2}, \quad \rho = \frac{5}{S} \left(\frac{R^2 - \xi^2}{t^2 + T^2} \right)^{3/2}$$

$$v = \frac{t\xi}{T\sqrt{t^2 + T^2}}, \quad r = \frac{\sqrt{t^2 + T^2} \xi}{T}, \quad \eta = \frac{\xi}{R}, \quad \tau = \frac{t}{T}, \quad \frac{p}{\rho^{\gamma}} = \frac{S^{5/3}}{5^{5/3}} \quad (1)$$

Здесь p , ρ , v — давление, плотность и скорость газа, R , T , S — произвольные константы, причем S соответствует некоторой энтропийной функции, ξ — лагранжева координата.

Давление и плотность представляют в каждый момент времени монотонные функции с точкой перегиба $\eta = 0,5$, имеющие максимум при $\eta = 0$ и обращающиеся в 0 с нулевой касательной при $\eta = 1$. Все движение представляет собой слет конечной массы газа к центру с одновременной остановкой всех частиц при $t = 0$ и последующим разлетом. Масса M , кинетическая K и внутренняя E энергии, а также величина $\langle \rho R \rangle$ выражаются формулами

$$M = 4\pi \int_0^{r_0} \rho r^2 dr = \frac{20\pi}{T^3 S} \int_0^1 (1 - \eta^2)^{3/2} \eta^2 d\eta$$