

УДК 532.525.2

© 1998 г. А.И. УСМАНОВ

ОБТЕКАНИЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ТЕЛА С ПОПЕРЕЧНЫМИ СТРУЯМИ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ ПРИ БОЛЬШИХ УГЛАХ АТАКИ

Обтекание сверхзвуковым сносящим потоком цилиндрического тела, с боковой поверхности которого происходит истечение системы поперечных струй, при больших углах атаки ($\alpha = 60^\circ \dots 120^\circ$) характеризуются сложной газодинамической картиной [1]. На поверхность тела воздействуют как набегающий поток, так и истекающие струи, которые экранируют часть поверхности от внешнего воздействия. Это обстоятельство вызывает появление на боковой поверхности тела значительных градиентов давления в продольном и поперечном направлениях. Приведенные ниже результаты экспериментального исследования по распределению давления на модели цилиндра с четырьмя боковыми струями при обтекании сверхзвуковым потоком (число Маха $M = 4$, $\alpha = 60, 90, 120^\circ$) позволяют более подробно изучить отмеченные выше особенности течения и вывести корреляционные зависимости о размерах "струйного препятствия".

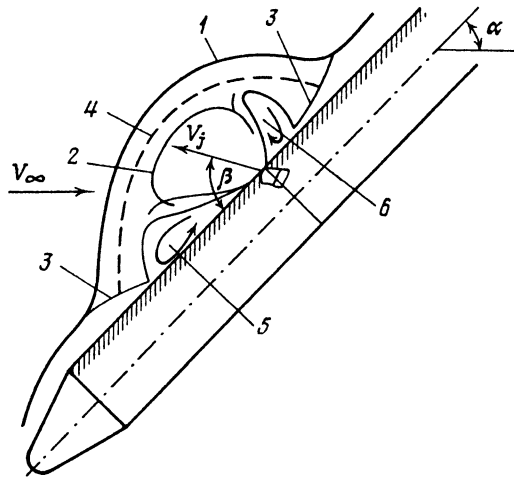
Картина обтекания тела с выдувом системы поперечных струй зависит от отношения суммарного импульса струй $J_j = m f_j k_j P_j M_j^2 (\lambda_j^\circ / \lambda_j)$ к импульсу сносящего потока $J_1 = f_1 k P_1 M_1^2$, где m – число сопел в системе поперечных струй, f_j, f_1 – площади выходного сечения сопла и поперечного сечения цилиндрического тела, k_j, k – показатели адиабаты газа струи и потока, P_j, P_1 – статические давления на срезе сопла и в невозмущенном потоке, $\lambda_j^\circ, \lambda_j$ – коэффициенты скорости в струе после расширения до давления P_1 и на срезе сопла соответственно [1].

В зависимости от величины J° ($J^\circ = J_j/J_1$) и удлинения тела L/d_M возможно полное экранирование поверхности от воздействия внешнего потока, поэтому уровни давления, реализующиеся на теле, могут изменяться в широком диапазоне значений. Взаимодействие системы струй с потоком при больших значениях параметра J° в некоторой степени подобно воздействию одиночной сильно недорасширенной струи, направленной навстречу сверхзвуковому потоку [2, 3, 4].

При обтекании цилиндрического тела с системой поперечных струй сверхзвуковым потоком под большими углами атаки перед телом и струями образуется единая ударная волна I сложной формы (фиг. 1). Величина отхода этой волны определяется соотношением импульсов J° , числом Маха набегающего потока и углом встречи струи с потоком (т.е. углом выдува струи β по отношению к образующей тела).

Ниже рассматриваются взаимодействие сверхзвукового потока ($M = 4$), обтекающего цилиндр с передним коническим носком, с системой из четырех наклонных струй ($\beta = 60, 90$ и 120°), расположенных в одном поперечном сечении тела. Ориентация струи относительно набегающего потока была такой, что две из них находились в плоскости угла атаки, т.е. в плоскости симметрии течения.

Общее удлинение тела $L^\circ = L/d_M = 8,62$, радиус затупления конического носка $r^\circ = r/d_M = 0,28$, угол полураствора конуса $\theta_k = 10^\circ$. Четыре звуковых сопла распо-



Фиг. 1. Схема обтекания тела с системой поперечных струй сверхзвуковым потоком: 1 – ударная волна; 2 – скачок уплотнения в струе; 3 – замыкающие скачки уплотнения; 4 – поверхность тангенциального разрыва; 5, 6 – застойные зоны 1 и 2

лагались равномерно в поперечном сечении тела, удаленном на расстояние $L^{\circ} = 4,95$ от передней критической точки.

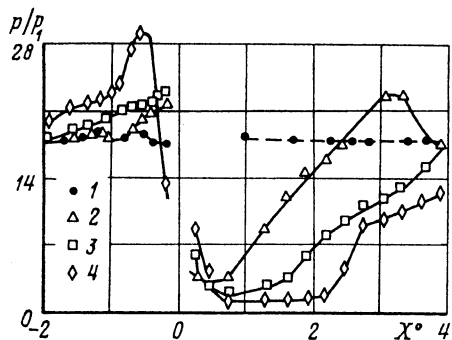
Дренажные отверстия для измерения давления были распределены по пяти поперечным сечениям, удаленным соответственно на расстояния $L_1^{\circ} = 3,3$, $L_2^{\circ} = 4,5$, $L_3^{\circ} = 5,6$, $L_4^{\circ} = 6,45$, $L_5^{\circ} = 7,3$. Координаты дренажных отверстий в азимутальном направлении изменялись от $\varphi = 0$ до $\varphi = 180^{\circ}$ с шагом $\Delta\varphi = 22,5^{\circ}$.

С целью определения профилей скоростных напоров в слое смешения струи с потоком была использована гребенка с трубками полного напора, которая имела возможность перемещаться вдоль цилиндрической части модели и поворачиваться в азимутальном направлении на угол $\varphi = \pm 45^{\circ}$. Кроме того, для более точного ориентирования трубок относительно направления вектора скорости в слое смешения струи с потоком менялся угол наклона гребенки δ по отношению к оси модели ($\delta = 30, 75$ и 90°).

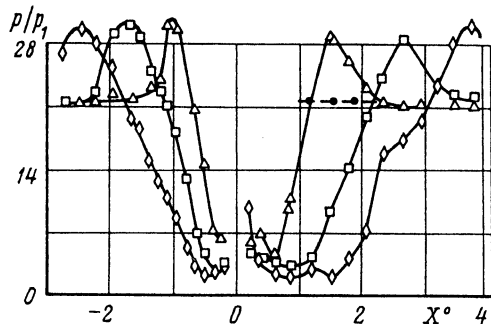
Из анализа результатов проведенных экспериментальных исследований представляется следующая схема взаимодействия системы поперечных струй со сносящим потоком при обтекании тела под большими углами атаки (фиг. 1). Сильно недорасширенная струя ($J^{\circ} \geq 1$), вытекающая навстречу потоку, распространяется под начальным углом β к продольной оси вплоть до образования замыкающего скачка уплотнения 2 и поверхности раздела 4, отделяющей газ струи от газа набегающего потока.

Скачок 2 располагается в пределах первой бочки струи на таком расстоянии от среза сопла, при котором за ним реализуется давление, равное давлению за передней ударной волной 1. Поверхность раздела двух газов (фиктивное "жидкое тело") является фактически сжатым слоем между двумя сверхзвуковыми потоками, которые сначала сталкиваются между собой, а затем отклоняются в сторону основного движения. При натекании этого сжатого слоя на цилиндрическую поверхность тела образуются скачки уплотнения 3.

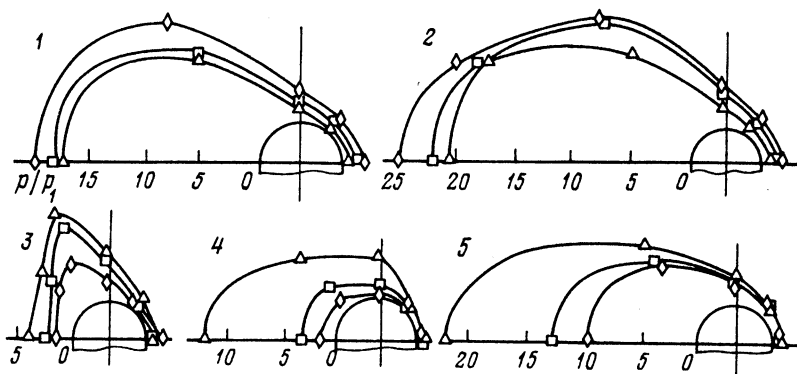
Вблизи границ каждой из четырех струй возникают застойные зоны, которые на подветренной стороне тела открыты в окружающую среду.



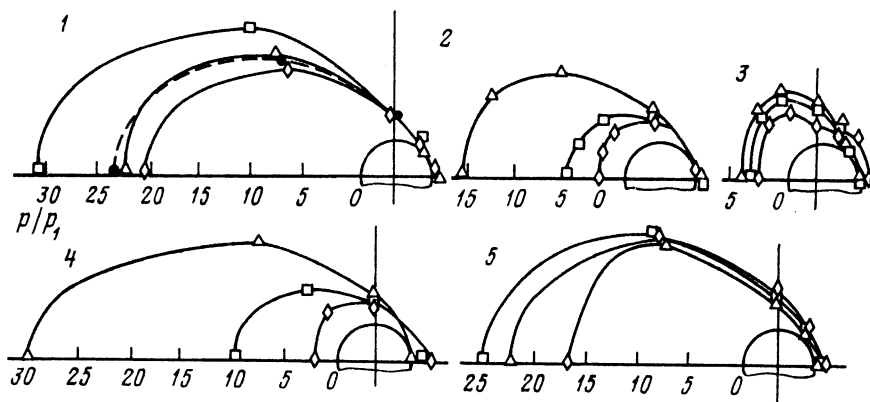
Фиг. 2. Эпюры распределения давления на наветренной стороне цилиндра при $\alpha = 60^\circ$, точки 1–4 соответствуют $Re = 0; 10; 29; 59$



Фиг. 3. Эпюры распределения давления на наветренной стороне цилиндра при $\alpha = 90^\circ$. Обозначения те же, что на фиг. 2



Фиг. 4. Распределение давления по окружному направлению при $\alpha = 60^\circ$. Обозначения те же, что на фиг. 2



Фиг. 5. Распределение давления по окружному направлению при $\alpha = 90^\circ$. Обозначения те же, что на фиг. 2

Для удобства дальнейшего представления результатов экспериментов застойную зону, образующуюся перед струей со стороны набегающего потока, обозначим индексом 1, а зону за струей – индексом 2. Давления в этих зонах, как видно из представленных на фиг. 2–5 данных, существенно различны лишь при угле атаки

$\alpha = 60^\circ$ (фиг. 2) и практически одинаковы при $\alpha = 90$ и 120° . Размеры этих зон также сильно различаются между собой, однако было замечено, что их суммарная протяженность сохраняется постоянной независимо от значения угла атаки α . Об этом, в частности, можно судить по эюграм распределения давления вдоль наветренной образующей тела, представленным на фиг. 2 и 3 (координата $X^\circ = X/d_M$ в данном случае отсчитывается от точки выдува струй).

Распределения давления в азимутальном направлении в сечениях 1–5 для указанных выше режимов обтекания представлены соответственно на фиг. 4 ($\alpha = 60^\circ$) и 5 ($\alpha = 90^\circ$). Здесь эюграмы давления даны в полярной системе координат с центром на оси тела, отсчет величины давления начинается от поверхности тела. Направление набегающего потока слева направо. Каждая из приведенных кривых соответствует определенному значению относительного импульса J° .

Из представленных эюграм видно, что давление за струями в зоне 2 существенно ниже, чем в отрывной зоне 1. Особенно четко эта разница проявляется при $\alpha = 60^\circ$ (фиг. 2), в этом случае она достигает 5–6 раз. При угле $\alpha = 90^\circ$ картина в распределении давления в зонах 1 и 2 выравнивается, а при $\alpha = 120^\circ$ зоны 1 и 2 как бы меняются местами.

На участке натекания сжатого слоя на твердую поверхность максимальное давление p_{01} , зарегистрированное на поверхности тела при $J^\circ = 29...59$, выше, чем давление торможения p'_0 за ударной волной 1 примерно в 1,2–1,6 раза (фиг. 2, 3). Если принять, что положение на теле указанных максимумов соответствует границам возмущенной области на наветренной стороне цилиндра, то ее суммарная протяженность может быть описана зависимостью

$$l / d_M = 0,8\sqrt{J^\circ}$$

Выше было указано, что эта величина слабо зависит от угла атаки.

Давление в застойной зоне 2, как показали измерения с помощью гребенки, примерно постоянно и равно $p_2 = 2p_1$. Однако в плоскости взаимодействия соседних струй ($\varphi = 45^\circ$) наблюдается резкое изменение давления по нормали к поверхности. В рассматриваемых случаях, например, давление в направлении к поверхности тела возрастало в несколько раз.

Как следует из рассмотрения фиг. 4, 5, давление в поперечных сечениях тела от $\varphi = 0$ до $\varphi = 90^\circ$ уменьшается примерно на порядок и в первом приближении во всех сечениях, кроме сечения 3, может быть аппроксимировано законом $(p-p_1)/p_1 \sim \cos\varphi$. На теневой части тела давление практически постоянно и равно $(0,5-1,0)p_1$.

Изменение давления по углу φ в сечениях, расположенных за местом выдува струй, указывает на взаимодействие соседних струй между собой, выражающееся в увеличении давления в межструйной зоне (т.е. при $\varphi = 45^\circ$, фиг. 2, 3, сечение 3).

Это взаимодействие определяет размер площади перетекания газа из зоны 1 в зону 2. Чем больше параметр J° , тем меньше "окно" перетекания газа в заинжекционную область 2.

Экспериментальные данные об изменении расстояний от поверхности тела до поверхности раздела двух потоков (радиус r) и до замыкающего скачка уплотнения в струе (радиус R) на наветренной поверхности тела в зависимости от параметра J° показали, что в диапазоне изменения углов $120^\circ \leq (\alpha + \beta) \leq 210^\circ$ справедливы соотношения

$$r/d_M = -0,035J^\circ \cos(\alpha + \beta), \quad R/d_M = -0,055J^\circ \cos(\alpha + \beta)$$

Эти зависимости согласуются с данными расчетов по модифицированной методике [2] для условий больших перепадов давления $p_0/p_1 > 10^3$.

Заключение. При взаимодействии системы поперечных струй с набегающим сверхзвуковым потоком при больших углах атаки ($\alpha = 60^\circ...120^\circ$) характер изменения

давления в продольном и поперечном направлениях на цилиндрической поверхности тела примерно одинаков. Однако можно указать на некоторые различия: с увеличением угла встречи струи с внешним потоком возрастает размер передней отрывной зоны и соответственно уменьшается размер зоны 2; суммарная их протяженность не зависит от угла атаки и аппроксимируется зависимостью

$$l / d_M = 0,8\sqrt{J^\circ}$$

При больших значениях параметра J° геометрические характеристики струи, входящей в систему из четырех сопел, на наветренной стороне обтекаемой модели близки к параметрам одиночной струи, выдуваемой навстречу потоку.

От редакции. В связи со смертью автора статья была подготовлена к печати В.Н. Шманенковым.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Усманов А.И., Шманенков В.Н. Обтекание тел с системой поперечных струй сверхзвуковым потоком // Изв. РАН. МЖТ. 1995. № 4. С. 75–80.
2. Finley P.J. The flow of a jet from a body opposing a supersonic free stream // J. Fluid Mech. 1966. V. 26. Pt 2. P. 337–368.
3. Warren C.H.E. An experimental investigation of the effect of ejecting a coolant gas at the nose a bluff body // J. Fluid Mech. 1960. V. 8. Pt 3. P. 400–417.
4. Romeo D.J., Sterrett J.R. Flow field for sonic jet exhausting counter to a hypersonic mainstream // AIAA Journal. 1965. V. 3. № 3. P. 544–546.

Москва

Поступила в редакцию
5.XII.1995