

ОБТЕКАНИЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ПРЕПЯТСТВИЯ НА ПЛАСТИНЕ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ ГАЗА

Д. М. ВОЙТЕНКО, А. И. ЗУБКОВ, Ю. А. ПАНОВ

(Москва)

При обтекании различных препятствий на поверхности тела сверхзвуковым потоком наблюдается взаимодействие ударных волн с пограничным слоем. Под действием больших положительных градиентов давления происходит отрыв сверхзвукового потока и образование местной зоны обратного дозвукового течения. Точка отрыва перемещается вперед по потоку до тех пор, пока перед препятствием не образуется λ -образная система скачков уплотнения с определенным отношением давления в λ -ножке. Явлению отрыва пограничного слоя под действием ударных волн для плоского и осесимметричного случая посвящено много работ. Выяснено, что турбулентный пограничный слой выдерживает без отрыва большие обратные градиенты давления, чем ламинарный, и отрывается при определенном критическом отношении давления в скачке уплотнения. Критическое отношение является функцией числа Маха M и не зависит от числа Рейнольдса R . Изучена также зависимость распределения давления в области взаимодействия и длины зоны обратных течений от числа R и формы обтекаемого препятствия. Проведенные экспериментальные исследования позволили создать полуэмпирические теории для расчета параметров течения в области взаимодействия ударных волн с пограничным слоем для плоского и осесимметричного случаев. Нередко встречаются также случаи обтекания сверхзвуковым потоком препятствий и выступов, имеющих конечные размеры по всем трем измерениям. Здесь также наблюдается взаимодействие ударных волн с пограничным слоем. Однако картина течения отличается от плоского или осесимметричного случая.

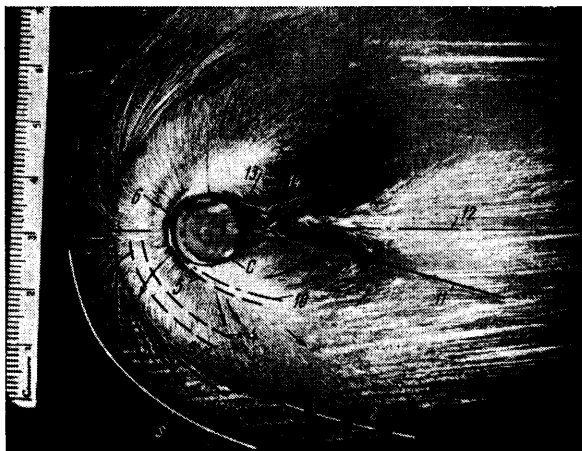
В данной работе исследовалось обтекание цилиндрического препятствия сверхзвуковым потоком газа. Исследовались форма линии отрыва, распределение давления и направление течения на поверхности около цилиндров различного диаметра и различной высоты.

Эксперименты проводились в сверхзвуковой аэродинамической трубе при числе $M_1 = 2.5$. Модель представляет собой дреннированную пластину, заостренную со стороны обтекающего ее потока, перпендикулярно к пластине на расстоянии $l_0 = 140$ мм от ее начала крепились сменные цилиндры различного диаметра и высоты. Число $R = u_1 l_0 / \nu_1 = 1.85 \cdot 10^7$, оно подсчитано по расстоянию от переднего края пластины до центра цилиндра, скорости набегающего потока u_1 и кинематической вязкости ν_1 .

Измерение давления производилось групповыми регистрирующими манометрами ГРМ-2. Обработка полученных данных проводилась на ЭВМ «Стрела». Оптическая картина течения фотографировалась при помощи прибора Теллера. Для визуализации течения на поверхности пластины применялся состав из смеси масел различных сортов, сажи и красителей. После окончания эксперимента пластина фотографировалась.

Фото пленки расшивровались на инструментальном микроскопе. Линия отрыва наблюдалась на пластине в виде линии концентрации визуализирующего состава, отчетливо были видны также линии отмеченных частиц вблизи поверхности (фиг. 1). Круг в середине фотографии — это след цилиндра. Направление течения на отдельных участках перед препятствием изучалось при помощи нанесения визуализирующего состава полосами, при этом также визуально наблюдалась картина распространения состава по поверхности во время работы аэродинамической трубы.

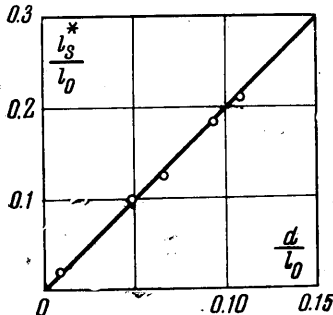
Рассмотрим прежде всего результаты изучения течения на поверхности пластины путем визуализации. Фотография типичной картины течения около цилиндра с диаметром $d = 12$ мм и высотой $h = 15$ мм представлена на фиг. 1. Направление набе-



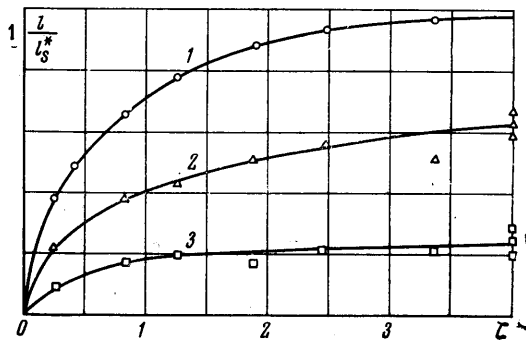
Фиг. 1

гающего потока — слева направо. Видно, что все течение по характеру структуры и интенсивности окраски можно разбить на ряд зон. Цифрой 1 обозначена зона невозмущенного потока. Буквой S указана линия отрыва, которая видна на фотографии в виде четкой черной полоски, обращенной выпуклостью к направлению набегающего потока. Визуализирующий состав концентрируется по линии встречи двух потоков — набегающего и возвратного. Область между линией отрыва S и цилиндром с представляется в виде четырех основных зон, ограниченных линией отрыва S , линиями 2, 5, 6 и контуром цилиндра c .

Зону невозмущенного потока до линии отрыва S назовем зоной 1 — S . Зону между линиями S и 2 назовем зоной S — 2. Аналогично будем называть и другие зоны. Видно, что зона S — 2 и зона 6 — C имеют довольно темную окраску. Зона 5—6, напротив,



Фиг. 2



Фиг. 3

очень светлая, визуализирующий состав почти весь сдут. Зона 2—5 имеет переменную окраску, причем внутри этой зоны выделяется еще одна светлая внутренняя зона 3—4, которая, в отличие от всех предыдущих зон, имеет довольно ограниченные размеры в направлении, перпендикулярном направлению набегающего потока. Таким образом, зону 2—5 можно разбить на зоны 2—3, 3—4 и 4—5. Как выяснится в дальнейшем, различная окраска зон тесно связана с характером распределения давления и скорости на пластине. Стрелками без цифр на фиг. 1 показано направление течения.

С обеих сторон цилиндра видны линии растекания потока, т. е. критические линии 10. По-видимому, линии 10 являются линиями раздела двух пространственных вихрей, имеющих противоположное направление вращения и одновременно сносимых вниз по потоку. За цилиндром наблюдаются две линии стекания 11 и линия растекания 12, совпадающая с осью симметрии.

Заметим, что на фиг. 1 границы зон специально нанесены только на половине снимка, чтобы были видны мелкие детали. Сплошными линиями показаны линии стекания: S и 11. Пунктирными линиями с точками показаны линии растекания: 10 и 12. Пунктирными линиями показаны линии границ зон: 2, 3, 4, 5 и 6. Для удобства дальнейшего рассмотрения и анализа назовем расстояние по оси симметрии от передней кромки («передней критической точки») цилиндра S до линии отрыва S длиной зоны отрыва и обозначим ее l_s . Аналогично введем обозначение для расстояния от передней кромки цилиндра до границ соответствующих зон: l_2 , l_3 , l_4 , l_5 и l_6 .

На фиг. 2 показана зависимость длины зоны отрыва l_s^* от диаметра цилиндра d . Исследования были проведены с цилиндрами условно бесконечной высоты $h = \infty$ (цилиндр, выведенный из потока). Все обозначения для этих цилиндров имеют далее вверх индекс *. Из рассмотрения фиг. 2 видно, что отношение длины зоны отрыва l_s^* к диаметру цилиндра d при данном числе M_1 является постоянной величиной. Были проведены также исследования величины зоны отрыва l_s при обтекании сверхзвуковым потоком цилиндров, имеющих различные конечные диаметры и высот. Оказалось, что при данном числе M_1 и R_1 величина l_s , отнесенная к l_s^* , взятой для цилиндра того же диаметра, является функцией отношения $\zeta = h/d$. Все экспериментальные точки хорошо ложатся на универсальные кривые.

На фиг. 3 показана зависимость $l/l_s^* = f(\zeta)$. Там же нанесена кривая 2, соответствующая отношению l_2/l_s^* , и кривая 3, соответствующая l_3/l_s^* . Экспериментальные точки также хорошо ложатся на соответствующие универсальные кривые 1, 2, 3, которые выходят соответственно на асимптоты 1, 0,63, 0,24.

На фиг. 4 дана форма линии отрыва в координатах $\xi = x/l_s^*$ и $\eta = y/l_s^*$ для цилиндров бесконечно большой высоты. Начало координат взято в точке отрыва, расположенной на оси симметрии потока. Ось ξ направлена по потоку, ось η — перпендикулярна оси ξ . Все экспериментальные точки, полученные при $M_1 = 2.5$ для цилиндров различного диаметра, хорошо укладываются на одну кривую, которая в

интервале значений $0 \leq \xi \leq 1$ описывается уравнением эллипса

$$\eta^2 = R\xi + B\xi^2, \quad B = b^2 / a^2 \quad (1)$$

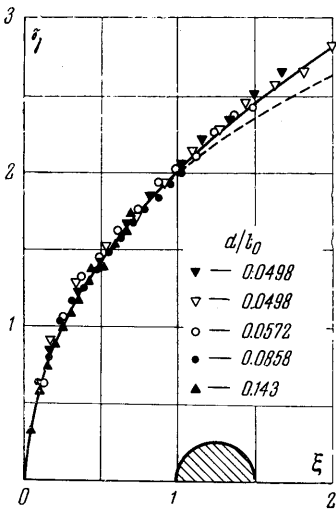
где R — радиус кривизны эллипса в начале выбранной системы координат, a и b — полуоси эллипса. При $M_1 = 2,5$, $R = 4,52$, $B = -0,522$.

Интересно отметить, что форма передней части отошедшей ударной волны, возникающей перед цилиндром при обтекании его сверхзвуковым потоком газа, также аппроксимируется в координатах $\xi_1 = x / l_d$, $\eta_1 = x / l_d$ уравнением эллипса: l_d — расстояние отхода ударной волны от передней критической точки. При $M_1 = 2,5$, $R = 6,25$, $B = -0,55$. Это уравнение сводится к уравнению (1) преобразованием

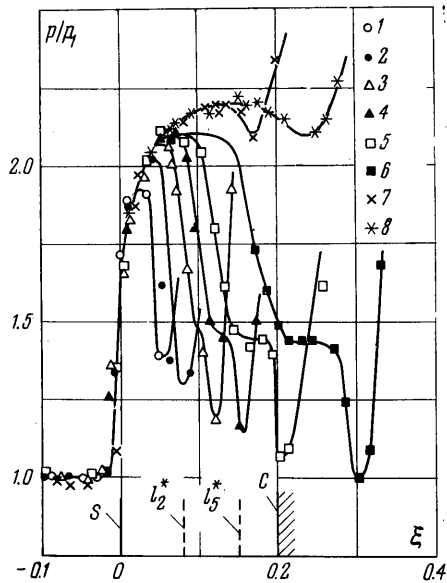
$$\xi_1 = k\xi, \quad \eta_1 = k\eta \quad \text{при } M_1 = 2,5, \quad k = 1,37. \quad (2)$$

Современные расчетные методы позволяют найти форму ударной волны перед цилиндром при обтекании его сверхзвуковым потоком идеального газа с любым числом M_1 . Аппроксимируя форму отошедшей волны перед цилиндром уравнением эллипса в координатах ξ_1 , η_1 , можно затем найти форму линии отрыва пограничного слоя на пластине перед цилиндром, используя соотношение (2).

Коэффициент k для турбулентного пограничного слоя, по-видимому, будет функцией только числа M_1 . Зависимость $k = f(M_1)$ будет определена в дальнейших исследованиях.



Фиг. 4



Фиг. 5

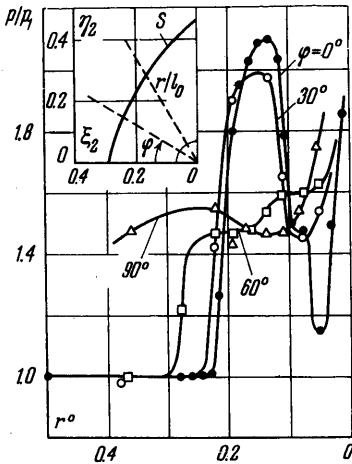
Рассмотрим картину распределения давления на пластине перед цилиндром. Предварительное сравнение распределения давления для различных цилиндров показало, что левые части кривых, соответствующие области отрыва, совпадают. Поэтому начало координат было выбрано в точке отрыва. На фиг. 5 для примера представлено распределение давления перед цилиндрами различных диаметров с высотой бесконечной длины, полученное при числе $M_1 = 2,5$. Кривые 1—6 построены для цилиндров с отношением диаметра к длине $l_0 d / l_0 = 0,043, 0,057, 0,086, 0,100, 0,143, 0,215$. Для сравнения на этом же графике пунктиром нанесены кривые 7 и 8, соответствующие обтеканию плоского уступа с отношением высоты h и l_0 , равным $h / l_0 = 0,05$ и $h / l_0 = 0,07$ соответственно.

Следует отметить, что подобие кривых распределения давления в области отрыва в плоском случае экспериментально было отмечено в работах [1—3]. Это явление хорошо согласуется с гипотезой о локальном характере взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем [4,5], которая утверждает, что распределение давления в области отрыва зависит от параметров внешнего потока и пограничного слоя только в некоторой окрестности точки отрыва. По-видимому, аналогичное явление имеет место и при трехмерном отрыве пограничного слоя.

Интересно отметить, что для различных цилиндров отношение давления в точке отрыва p_s к давлению p_1 остается постоянным и равным $p_s / p_1 = 1,6$. Это отношение несколько меньше полученного для аналогичного плоского случая при $M_1 = 2,4$

в работе [1] и равного $p_3 / p_1 = 1.75$. Отмеченное расхождение можно объяснить трудностью точного определения места расположения линии отрыва. Напротив, критическое отношение давлений в скачке уплотнения p_2 к p_1 в настоящих экспериментах и в работе [1] совпадает и равно $p_2 / p_1 = 2.2$, что хорошо согласуется и с данными других работ.

Рассмотрим поведение кривых давления при возрастании $\xi_0 = x / l_0$, т. е. в направлении набегающего потока. Перед точкой отрыва давление резко возрастает и достигает после отрыва некоторой



Фиг. 6

постоянной величины p_2 . В плоском случае эта величина не зависит от высоты препятствия. На некотором расстоянии давление остается постоянным, образуя «полочку» давления. В случае обтекания цилиндра «полочка» давления зависит от диаметра цилиндра. Отношение давления с увеличением диаметра возрастает и в наших экспериментах достигает величины $p_2 / p_1 = 2.1$, несколько меньшей, чем для плоского случая. Однако вероятно, что при дальнейшем увеличении диаметра отношение p_2 / p_1 будет стремиться к 2.2.

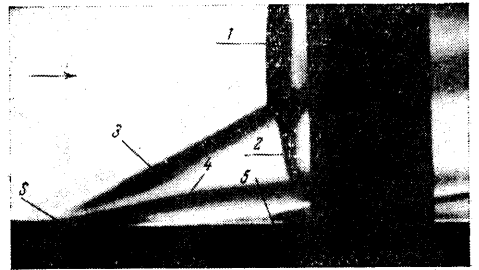
Далее, в отличие от плоского случая, давление резко падает, достигая некоторой минимальной величины p_5 , затем вновь возрастает. Давление p_5 уменьшается с возрастанием диаметра цилиндра и $p_5 / p_1 = 1$ при $d / l_0 = 0.215$. Начиная с некоторой величины d / l_0 , на падающей ветви кривой давления от p_2 до p_5 появляется вторая «полочка» постоянного давления $p_3 \approx p_4$. Величина $p_3 \approx p_4$ не зависит от d / l_0 . При $d / l_0 \leq 0.086$ вторая «полочка» не наблюдается. Итак, распределение давления в случае обтекания простейшего препятствия существенно отличается от распределения давления при обтекании плоского уступа.

Для более детального исследования характера течения было проведено исследование распре-

деления давления на поверхности пластины вдоль лучей, расположенных под углами $\varphi = 0, 30^\circ, 60^\circ$ и 90° к оси симметрии модели. На фиг. 6 представлены кривые распределения давления в полярной системе координат для цилиндра со значением $d / l_0 = 0.1$ и $h / d = \infty$. Там же в левом верхнем углу показана форма линии отрыва (кривая S) и выбранные системы координат (ξ_2, η_2) и (φ, r) . Угол φ отсчитывался по часовой стрелке. Распределение давления построено в зависимости от $r = (r - 1/2 d) / l_0$. Рассматривая поведение кривых давления, можно заметить, что по мере увеличения угла φ градиенты давления вдоль радиуса уменьшаются и кривые сглаживаются. Отношение давления на некотором расстоянии от цилиндра стремится к некоторой постоянной величине. Непосредственно перед цилиндром отношение давлений при любых $\varphi = 0 - 90^\circ$ по-прежнему остается высоким.

Анализ кривых распределения давления по поверхности пластины, результатов визуализации и оптических фотографий течения позволяет сделать интересные выводы. Сопоставляя кривую распределения давления по оси симметрии ($\varphi = 0$), изображенную на фиг. 5, и картину течения газа вблизи поверхности пластины, приведенную на фиг. 1, можно заметить, что зоны различной концентрации визуализирующего состава на поверхности пластины соответствуют вполне определенным областям на кривой распределения давления. На фиг. 5 для цилиндра $d / l_0 = 0.1$ вертикальными пунктирными линиями нанесены расстояния от передней кромки цилиндра до границ соответствующих зон. В точке отрыва S отношение $p_3 / p_1 = 1.6$. Линия 2 соответствует максимальному давлению p_2 , линия 5 — минимальному давлению p_5 . Зона 3—4 соответствует второй «полочке» давления $p_3 \approx p_4$.

Картина обтекания цилиндра $d / l_0 = 0.171$, полученная при помощи прибора Теллера, представлена на фиг. 7, где буквой S обозначена точка отрыва пограничного слоя, цифрой 1 — отходящая ударная волна, 2 — скачок уплотнения перед цилиндром, образующий вместе с косым скачком 3 λ -образную систему, 4 — граница застойной зоны, 5 — область минимального давления p_5 .

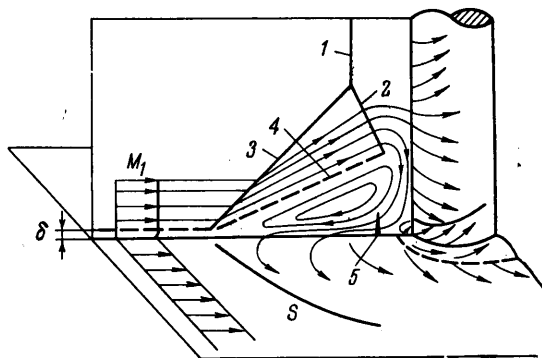


Фиг. 7

В области минимального давления p_5 вблизи поверхности пластины имеется местная сверхзвуковая зона, которая замыкается скачком уплотнения. Возникновение этого скачка уплотнения объясняется, по-видимому, следующим образом. Поток, заторможенный перед цилиндром в системе косого и прямого скачков уплотнения, имеет большее давление, чем поток в зоне отрыва. Под действием этого перепада давления воздух из области перед цилиндром движется в зону отрыва, при этом снова разгоняется до сверхзвуковой скорости в силу эффекта бокового растекания (эффект «расходного» сопла Лавалья).

Число Маха M в локальной околосзвуковой области, подсчитанное для струйки тока вблизи поверхности пластины в плоскости симметрии, равно примерно 1.2. При этом полное давление считалось равным давлению на стенке непосредственно около основания цилиндра, а статическое давление считалось равным минимальному давлению p_5 .

На поверхности пластины при встрече с ней потока, движущегося из области повышенного давления на цилиндре, будет иметься линия растекания (см. линии 10 на фиг. 1), причем часть этого потока поступает в основную зону отрыва и поддерживает «питание» первого вихря, а другая часть потока поддерживает «питание» второго вихря с противоположным направлением вращения. Предполагаемая схема течения перед цилиндром представлена на фиг. 8.



Фиг. 8

Таким образом, проведенные исследования позволяют построить схему течения перед цилиндром, укрепленным на пластине и обтекаемым сверхзвуковым потоком.

Перед цилиндром происходит отрыв набегающего потока с образованием сложной пространственной λ -образной системы скачков уплотнения и области возвратных дозвуковых потоков. Течение в окрестности цилиндра за ударной волной распадается на ряд пространственных вихрей, неоднородных по своей структуре. Перед цилиндром имеется пространственный подковообразный вихрь, концы которого простираются вниз по потоку по обе стороны цилиндра. Перед цилиндром, вблизи поверхности пластины, имеется другой вихрь меньшего сечения с противоположным направлением вращения. Концы его также простираются по обе стороны цилиндра вниз по потоку. При этом, попадая в область более низкого давления, сечение вихря увеличивается. На некотором расстоянии вниз по потоку вихри вырождаются и сносятся потоком. За цилиндром имеется небольшая замкнутая область застойного течения, в которой наблюдаются два вихря противоположного вращения. Как и в случае обтекания бесконечного цилиндра вязким сверхзвуковым потоком, за цилиндром имеется горловина следа и система хвостовых скачков уплотнения. На фиг. 1 цифрой 13 обозначена застойная зона за цилиндром, 14 — горловина следа, 11 — хвостовые скачки уплотнения.

Результаты исследования пространственной структуры картины течения около цилиндрического препятствия на пластине при сверхзвуковой скорости набегающего потока, полученные количественные данные и выявленные закономерности будут полезны при дальнейшем изучении отрыва трехмерного пограничного слоя и течения в отрывных зонах.

Поступило 5 VIII 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. Charman D. R., Kuehn D. M., Larson H. H. Investigation of separated flows in supersonic and subsonic streams with emphasis on the effect of transition. NACA Report, 1958, No. 1356.
2. Bogdonoff S. M., Kepler C. E. Separation of a supersonic turbulent boundary layer. J. Aeron. Sci., 1955, vol. 22, No. 6, p. 414—424.
3. Hammit A. G. Scale effect in turbulent shock wave boundary layer interaction. Proc. of the sixth midwestern conference on fluid mechanics, 1959, Texas.
4. Бам-Зеликович Г. М. Расчет отрыва пограничного слоя. Изв. АН СССР. ОН, Механика и машиностроение, 1954, № 12.
5. Erdos J. and Pallone A. Shock — boundary layer interaction and flow separation. Proc. of the 1962 heat transfer and fluid mechanics institute, Stanford University Press, 1962.