

ИССЛЕДОВАНИЕ ОБТЕКАНИЯ СФЕРЫ В СВОБОДНОМ ПОЛЕТЕ

А. П. Бедин, И. М. Дементьев, Г. И. Мишин

(Ленинград)

Исследуется влияние числа Рейнольдса на геометрические характеристики течения, возникающего при отрыве пограничного слоя от поверхности сферы.

Определено положение точки отрыва пограничного слоя.

Определена величина угла между касательной к поверхности сферы в точке пересечения с ней продолжения ударной волны и касательной к поверхности срыва.

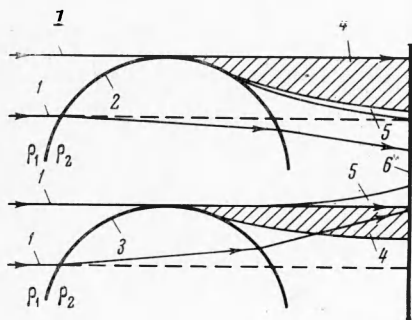
Произведены измерения угла наклона скачка уплотнения, возникающего в окрестности точки отрыва, к видимой границе срыва.

Обозначения

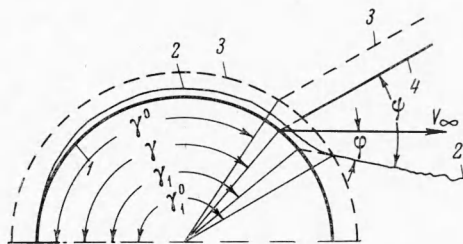
- p — давление,
 ρ — плотность,
 t — температура,
 V_∞ — скорость модели,
 d — диаметр модели,
 M — число Маха,
 R — число Рейнольдса,
 γ — координата точки пересечения продолжения ударной волны с поверхностью сферы, верхний индекс $^\circ$ означает — результат измерения,
 γ_1 — координата точки пересечения продолжения границы сорванного пограничного слоя с поверхностью сферы,
 ψ — угол между ударной волной и касательной к границе срыва,
 ϕ — угол между касательной к границе срыва и направлением полета модели,
 β — угол между касательной к поверхности сферы (в точке пересечения с ней продолжения ударной волны) и касательной к поверхности срыва,
 L — расстояние между точкой отрыва пограничного слоя и точкой потери устойчивости ламинарного течения в следе,
 δ — отход головной ударной волны от сферы.

На баллистических установках [1,2] получены теневые фотографии обтекания сферы (масштаб фотографирования 1 : 1), по которым произведен обмер срывного течения и определен отход головной ударной волны.

Эксперименты проводились в воздухе ($t \sim 17^\circ \text{C}$) при атмосферном и пониженном давлении в диапазоне чисел Маха от 0.8 до 4.0.



Фиг. 1. 1 — световые лучи; 2 — ударная волна ($p_1 < p_2$); 3 — граница пограничного слоя ($p_1 > p_2$); 4 — область тени; 5 — область повышенной освещенности; 6 — экран



Фиг. 2. 1 — сфера; 2 — граница пограничного слоя; 3 — дифракционный кант; 4 — скачок уплотнения

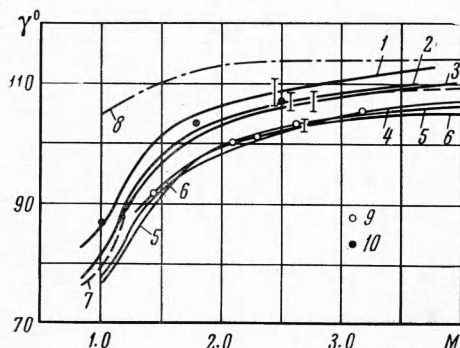
Дюралюминиевые шары (чистота обработки поверхности около класса 10) диаметрами 53, 39, 30 и 20 мм, а также стальные шары диаметром 9 мм от шарикоподшипников (класс 11 чистоты поверхности) выстреливались в воздух при атмосферном давлении.

Кроме того, стальные девятимиллиметровые шары были отстреляны при давлении в полигоне $p \approx 190 \text{ мм рт. ст.}$

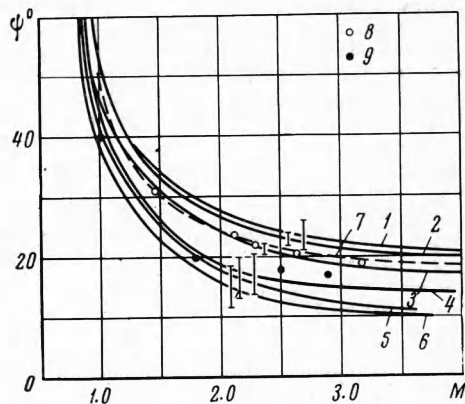
Число Рейнольдса R в этих опытах менялось пропорционально скорости полета, диаметру шара и давлению в полигоне от $6 \cdot 10^4$ до $4.6 \cdot 10^6$.

Для исследования влияния шероховатости на отрыв пограничного слоя были проведены эксперименты с двадцатимиллиметровыми стальными шарами (класс 11 чистоты поверхности) и шероховатыми дюралюминиевыми шарами такого же диаметра в воздухе при атмосферном давлении. Шероховатость (высота бугорка $\sim 0.03 \text{ мм}$) наносилась при помощи пескоструйного аппарата.

Преломление лучей света в скачках уплотнения и пограничных слоях приводит к возникновению теневых областей, поперечное сечение которых наблюдается на экране в виде узких черных полос (фиг. 1, ход лучей на схеме соответствует случаю скачкообразного изменения плотности ρ на границе пограничного слоя и в ударной волне). Внешними границами полос служат линии пересечения с экраном лучей, касательных к ударной волне или к кромке пограничного слоя. По ним и производились все измерения.

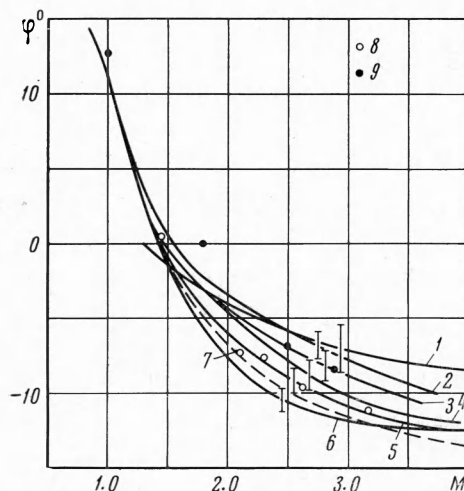


Фиг. 3. 1 — $d = 53$ мм; 2 — $d = 39$ мм; 3 — $d = 30$ мм; 4 — $d = 20$ мм; 5 — $d = 9$ мм; 6 — $d = 9$ мм, $p = 190$ мм рт. ст.; 7 — $d = 14.2$ мм [4]; 8 — расчет, $R = 10^7$ [3]; 9 — $d = 20$ мм (класс 11 чистоты поверхности); 10 — $d = 20$ мм (поверхность шероховатая)

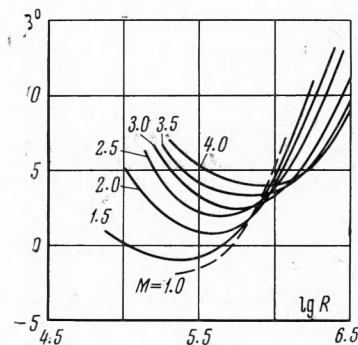


Фиг. 4. 1 — $d = 9$ мм, $p = 190$ мм рт. ст.; 2 — $d = 9$ мм; 3 — $d = 20$ мм; 4 — $d = 30$ мм; 5 — $d = 39$ мм; 6 — $d = 53$ мм; 7 — $d = 14.2$ мм [4]; 8 — $d = 20$ мм (класс 11 чистоты поверхности); 9 — $d = 20$ мм (поверхность шероховатая)

Из-за дифракции положение границ тень — свет смещается. Поэтому в результаты измерений вводились поправки, учитывающие это смещение. В случае угла γ (фиг. 2), определяющего положение точки пересечения продолжения ударной волны, возникающей в срывной зоне, с поверхностью сферы, было введено две поправки $\Delta_1\gamma$ и $\Delta_2\gamma$ (первая учитывает наличие дифракционного канта у модели, вторая — у скачка уплотнения), так что $\gamma = \gamma^0 - \Delta_1\gamma + \Delta_2\gamma$. Найденные в эксперименте зависимости параметра γ от числа M для шаров различного диаметра приведены на графике фиг. 3. Каждая нанесенная на него кривая получена в ре-



Фиг. 5. 1 — $d = 9$ мм, $p = 190$ мм рт. ст.; 2 — $d = 53$ мм; 3 — $d = 39$ мм; 4 — $d = 30$ мм; 5 — $d = 20$ мм; 6 — $d = 9$ мм; 7 — $d = 14.2$ мм [4]; 8 — $d = 20$ мм (класс 11 чистоты поверхности); 9 — $d = 20$ мм (поверхность шероховатая)

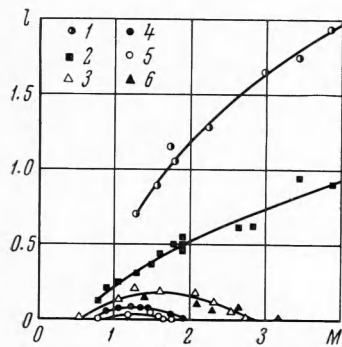


Фиг. 6. Зависимость β от числа Рейнольдса для различных значений числа Маха

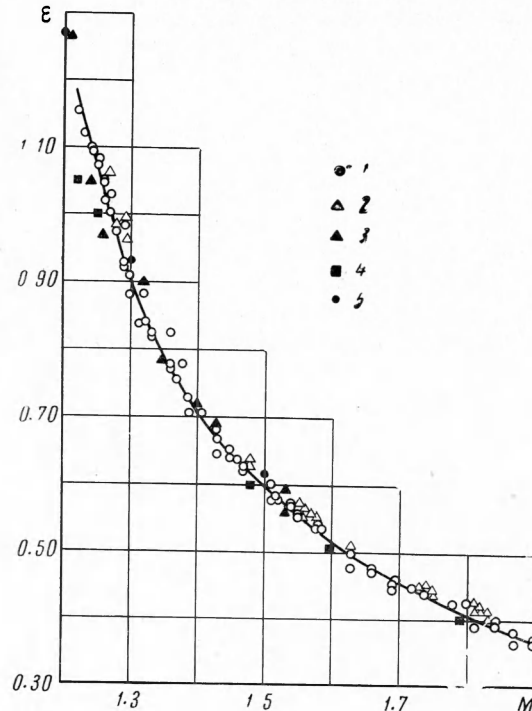
зультате осреднения не менее 100 точек. Для каждой кривой на графике указана величина среднего отклонения одиночного измерения γ^0 . Значения, соответствующие ше-

роховатым шарам, а также шарам диаметром 20 мм (класс 11 чистоты поверхности), являются средними величинами, найденными путем обработки примерно 20 фотографий. Рассмотрение графика показывает, что зависимости γ от числа M шаров диаметром $d \leq 20$ мм практически совпадают. При увеличении диаметра шара ($d > 20$ мм) точка отрыва пограничного слоя смещается вниз по потоку. Аналогичное действие на нее оказывает и шероховатость поверхности.

Количественные расхождения между значениями γ , полученными расчетным путем для $R=10^7$ [3], и значениями γ , определенными в настоящих экспериментах на верхней границе исследованного диапазона чисел Рейнольдса — $R = 4.6 \cdot 10^6$, невелики. Имеющиеся расхождения между величинами γ , определенными в данной работе



Фиг. 7. 1 — $d = 9$ мм, $p = 190$ мм рт. ст.; 2 — $d = 9$ мм; 3 — $d = 20$ мм; 4 — $d = 30$ мм; 5 — $d = 39$ мм; 6 — $d = 20$ мм (класс 11 чистоты поверхности)



Фиг. 8. 1 — воздух, $p = 1$ атм, $d = 20$ мм, дюраль; 2 — воздух, $p = 190$ мм рт. ст., $d = 9$ мм, сталь; 3 — азот, $c_p/c_v = 1.4$ [5]; 4 — воздух [6]; 5 — расчет, $c_p/c_v = 1.4$ [7]

и работе [4], могут быть объяснены тем, что в последней, по-видимому, не вводились поправки, учитывающие наличие дифракционных кантов у шара и скачка уплотнения.

Результаты измерений углов ψ (между ударной волной и касательной к границе срыва) и φ (между той же касательной и направлением полета модели) представлены на фиг. 4 и 5 в виде графиков зависимости $\psi = \psi(M)$ и $\varphi = \varphi(M)$. На фиг. 4 и 5 приведены также данные работы [4], которые, как показывает рассмотрение фигур, удовлетворительно согласуются с результатами настоящей работы.

Совокупность зависимостей $\gamma = \gamma(M)$ и $\varphi = \varphi(M)$ (фиг. 3 и 5) позволила считать величину угла между касательной к поверхности сферы в точке пересечения с ней продолжения ударной волны и касательной к поверхности срыва β (в грубом приближении β может быть отождествлен с углом поворота потока в срывной зоне). Результаты расчета для ряда чисел M представлены на фиг. 6 в виде графика зависимости $\beta = \beta(R)$. Характерной особенностью кривых, нанесенных на график, является наличие у них минимума, величина и положение которого меняется с изменением числа M .

В ряде случаев, как показывает рассмотрение фиг. 6, угол β оказывается отрицательным. Объяснить этот факт можно тем, что разворот потока, начинаясь в точке с координатой γ , происходит не скачком, а постепенно. Легко видеть, что при таком характере разворота точка пересечения продолжения внешней границы срывного пограничного слоя с поверхностью сферы (γ_1 на фиг. 2) может оказаться за точкой пересечения ударной волны с шаром (γ). Непосредственные измерения положения этих точек на сфере показали, что $\gamma_1 > \gamma$, а разность $\gamma_1 - \gamma \approx 10^\circ$ при $R < 5 \cdot 10^5$ и около 4° при $R > 5 \cdot 10^5$. При этом следует иметь в виду, что в результаты измерений параметра γ_1 вводилась только одна поправка — на дифракционный кантик модели $\Delta_1 \gamma_1$ (фиг. 2).

Совокупность полученных данных позволяет сделать несколько замечаний о характере зависимости донного давления на сфере от числа R . В частности, поскольку γ при уменьшении числа Рейнольдса ($d \leq 20$ мм) меняется незначительно (фиг. 3), а угол поворота потока возрастает (фиг. 6), давление за скачком уплотнения увеличивается. Следовательно, в этой области при уменьшении числа Рейнольдса увеличивается и отношение донного давления к давлению на бесконечности. При числах $R < 5 \cdot 10^5$ протяженность зоны поворота потока при срыве его с поверхности сферы (грубо характеризуемой параметром $\gamma_1 - \gamma$) больше, чем при $R > 5 \cdot 10^5$. Поэтому подъем давления за скачком уплотнения на «малых» числах R будет происходить медленнее, чем на «больших».

Лучи света, пересекая область турбулентного течения, беспорядочно отклоняются от своего первоначального направления (из-за пульсаций плотности в ней), вследствие чего местные неоднородности течения становятся видимыми. Указанное обстоятельство было использовано для определения положения «точки» перехода ламинарного течения в следе в турбулентное. При измерениях предполагалось, что потеря устойчивости ламинарного течения наступает в тот момент, когда в теневой картине появляются местные неоднородности поля освещенности. Результаты измерений представлены на фиг. 7 в форме графика зависимости параметра $l = L/d$ от числа M . Через L обозначено расстояние от точки пересечения продолжения ударной волны со сферой до места расположения первых видимых неоднородностей течения в следе. Каждая точка на графике представляет собой значение l , найденное путем осреднения результатов измерения серии фотографий, полученных в отдельном эксперименте. Рассмотрение графика показывает, что с увеличением числа M переход ламинарного течения в следе в турбулентное наступает позднее (кривые, соответствующие сфере диаметром 9 мм). Объясняется это тем, что на больших числах M ламинарный пограничный слой обладает большей устойчивостью, чем на малых. С уменьшением числа Рейнольдса (при постоянном значении числа M) точка перехода смещается вниз по потоку. Тем не менее ламинарных участков течения в следе за областью пережатия в настоящих экспериментах обнаружено не было, поскольку зона пережатия сама смещается в том же направлении.

На фиг. 8 представлены результаты измерений относительного отхода ударной волны $\varepsilon = 2\delta/d$ в зависимости от числа Маха. Там же для сравнения нанесены данные работ [5-7]. Результаты настоящей работы и работы [5] хорошо согласуются между собой и лежат выше значений ε , полученных в работе [6]. Расчетные данные [7] лежат несколько выше данных настоящего эксперимента. Расхождение между ними может быть объяснено тем, что в условиях баллистического эксперимента модель находится под действием больших отрицательных ускорений. В этих условиях отход головной ударной волны уменьшается.

В заключение авторы приносят благодарность А. А. Соколову и И. И. Скворцову за участие в проведении экспериментов.

Поступила 16 X 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Мишин Г. И., Менде Н. П. Герметизированная баллистическая установка. В сб.: «Аэрофизические исследования сверхзвуковых течений», Ред. Ю. А. Дунаева, Изд-во «Наука», 1967.
2. Басаргин И. В., Дементьев И. М., Мишин Г. И. Полигон для аэродинамических исследований. В сб.: «Аэрофизические исследования сверхзвуковых течений», Ред. Ю. А. Дунаева, Изд-во «Наука», 1967.
3. Юделович М. Я. Приближенная методика расчета донного давления для тел сферической формы. Изв. АН СССР, Механика, 1965, № 3.
4. Charters A. C., Thomas R. N. The Aerodynamic Performance of Small Spheres from Subsonic to High Supersonic Velocities. JAS, 1945, vol. 12, No. 4.
5. Сыщикова М. П., Березкина М. К., Семенов А. Н. Отход головной ударной волны от сферы в аргоне и азоте. В сб.: «Аэрофизические исследования сверхзвуковых течений», Ред. Ю. А. Дунаева, Изд-во «Наука», 1967.
6. Масленников В. Г., Студенков А. М. О положении головной ударной волны при числах M , близких к единице. В сб.: «Аэрофизические исследования сверхзвуковых течений», Ред. Ю. А. Дунаева, Изд-во «Наука», 1967.
7. Гилинский С. М., Лебедев М. Г. Исследование обтекания плоских и осесимметричных тел с отошедшей ударной волной потоком с малой сверхзвуковой скоростью. Изв. АН СССР, Механика, 1965, № 1.