

УДК. 533.6.011

© 1991 г.

**В. П. КАРЯГИН, А. И. ЛОПАТКИН, А. И. ШВЕЦ,
М. М. ШИЛИН**

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОТРЫВА ПОТОКА ПРИ ОБТЕКАНИИ СФЕРЫ

Приведены результаты экспериментального исследования обтекания сферы в широком диапазоне чисел Маха $M=0,3-3$ и Рейнольдса $Re=3 \cdot 10^4-3 \cdot 10^7$. Эксперименты проводились на баллистическом стенде и в аэродинамической трубе. Получены картины обтекания и распределения давлений. В частности, изучено влияние чисел M и Re на положение точки отрыва и краевого скачка уплотнения; измерено распределение давления на сфере; установлено немонотонное смещение точки отрыва потока при переходе через скорость звука.

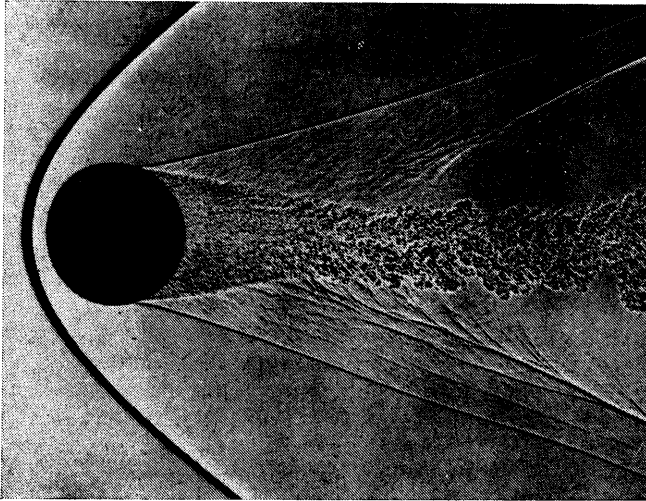
Изменение сопротивления при обтекании сферы является классическим примером перестройки отрывного течения в зависимости от числа Рейнольдса, и потому ему посвящено большое число работ. Во многих исследованиях (см., например, [1, 2]) изложены вязкие эффекты при медленном обтекании цилиндра и сферы. Сверхзвуковое обтекание этих тел с ударными волнами изучалось в [3, 4]. Однако исчерпывающий анализ вязких эффектов при транс- и сверхзвуковых скоростях до сих пор отсутствует.

Испытания сфер диаметром $d=0,04$ м (в отдельных случаях $0,028$ м) проводились на баллистическом стенде, оборудованном летательной установкой калибра 50 мм и бароканалом (баротрасса переменной плотности), в котором осуществлялась регистрация параметров движения и спектров обтекания. За счет изменения давления воздушной среды (плотности с учетом температуры) в бароканале от $0,04$ до 4 атм число Re изменялось на два порядка при одном и том же числе M . Испытывались сферы с классами шероховатости поверхностей 1, 4 и 13, что соответствует значениям $R_z=320, 40$ и $0,1$. Регистрация спектров обтекания осуществлялась прямым теневым методом на широкоформатную пленку в масштабе, большем единицы.

В аэродинамической трубе с размером рабочей части $0,6 \times 0,6$ м испытывались модели сфер диаметром $0,07$ м. Испытания проводились для чисел $M=0,3-1,2; 3$ и $Re=(0,6-1,5) \cdot 10^6$, определенных по параметрам набегающего потока и диаметру сферы. Модели устанавливались на донной державке диаметром 10 мм. Измерялось распределение давления в меридиональном сечении сферы и выполнялось фотографирование потока шпирен-методом.

Рассмотрим результаты исследований обтекания сферы на баллистической трассе (фиг. 1) при $d=0,04$ м; $M=2,8$; $Re=2,8 \cdot 10^6$. Фотографии сферы в свободном полете четко показывают точку отрыва потока на поверхности, положение краевого скачка уплотнения и характерные параметры ближнего следа — угол наклона свободного вязкого слоя, расстояние до горла следа и диаметр горла. Кроме того, в диапазоне трансзвуковых скоростей потока зафиксирован скачок уплотнения на боковой поверхности сферы, замыкающей местную сверхзвуковую зону.

В результате опытов в аэродинамической трубе получены фотографии обтекания шара шпирен-методом, на которых отчетливо видны начало отрыва пограничного слоя и градиент плотности, образованный внешней границей свободного вязкого слоя. На фиг. 2 (1 — трубные эксперименты, $d=0,07$ м, $Re=(0,6-1,5) \cdot 10^6$ [5]; 2 — несжимаемый поток; 3 — $M=0,7$; $Re=7 \cdot 10^5$ [6]; 4, 5 — баллистические эксперименты, $d=0,04$ м; $0,028$ м; $Re=9,3 \cdot 10^5$ М) приведена зависимость угловой координаты точки отрыва ϕ от числа Маха набегающего потока. При докритическом обтекании ($M=$

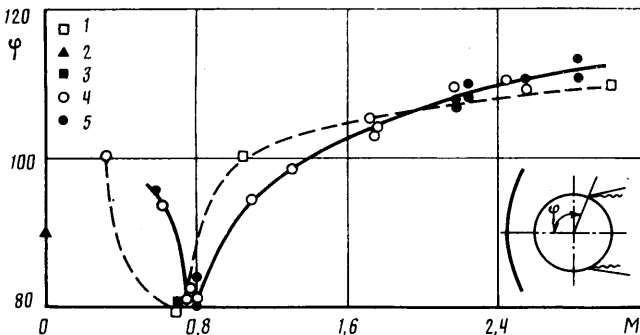


Фиг. 1

$=0,3$) точка отрыва располагается вблизи значения $\varphi=100^\circ$, начальный участок прямолинейной границы следа наклонен к оси симметрии. При обтекании шара несжимаемым ламинарным потоком точка отрыва находится около $\varphi=90^\circ$ (фиг. 2, 2).

Сопоставление данных для шара с обтеканием цилиндра потоком несжимаемой жидкости показывает, что в случае ламинарного режима обтекания цилиндра точка отрыва располагается при $\varphi=80-85^\circ$, а в случае турбулентного — при $\varphi=110^\circ$. Увеличение скорости набегающего потока приводит к смещению вперед точки отрыва, и она переходит через миделево сечение на переднюю часть сферы ($\varphi=82^\circ$), в то же время начальный участок ближнего следа отклоняется от оси симметрии. Режимы течения в диапазоне чисел $M=0,45-0,6$ характеризуются образованием на передней части сферы, вблизи миделева сечения, области разгона потока, регистрируемой на фотографиях как темная зона.

Переход к обтеканию с местной сверхзвуковой зоной качественно изменяет картину течения. Отмеченная на фотографиях область разгона потока смещается вперед (в виде узкой сверхзвуковой зоны), распространяется в сторону от сферы и замыкается скачком уплотнения. Положение скачка уплотнения, совпадающего с точкой отрыва потока при $M=0,7$ ($\varphi=79^\circ$), соответствует данным экспериментов со сферой при $Re=7 \cdot 10^5$ [6]. Для больших дозвуковых скоростей граница отрыва по-



Фиг. 2

тока опять смещается на заднюю часть сферы. Это связано с расширением сверхзвуковой зоны, смещением замыкающего скачка и соответственно точки отрыва, которая, как и при обтекании несжимаемым потоком, располагается вблизи $\varphi=90-100^\circ$. При малой сверхзвуковой скорости ($M=1,1$) перерасширение потока за миделевым сечением сферы приводит к образованию скачка уплотнения перед точкой отрыва, подобного крайевому скачку [4]. Обтекание с числом $M=3$ сопровождается реализацией аналогичного отрывного скачка, который наклонен к оси симметрии.

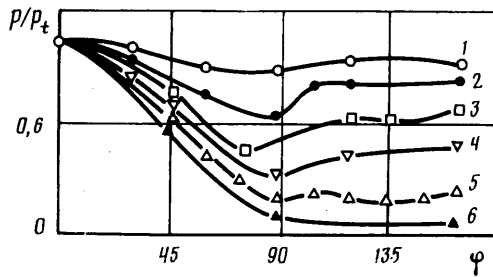
Результаты испытаний на баллистической трассе обнаруживают тенденцию к перемещению точки отрыва к передней точке сферы при увеличении скорости дозвукового потока от числа $M=0,3$. Крайнее переднее положение точки отрыва достигается при числе $M=0,75$ и соответствует значению $\varphi=75^\circ$, что совпадает с полученными ранее результатами опытов в аэродинамической трубе [5]. Несмотря на то обстоятельство, что в баллистических испытаниях числа Маха и Рейнольдса были связаны зависимостью $Re=9,3 \cdot 10^5 M$, результаты большого числа опытов позволили получить кривые $\varphi=f(M)$ с небольшим разбросом данных.

Таким образом, трубные и баллистические эксперименты свидетельствуют о том, что имеется определенная зависимость положения точки отрыва потока, а при сверхзвуковом обтекании — и краевого скачка уплотнения от числа M . Сначала рост скорости потока до значений $M=0,4-0,75$ вызывает перемещение этой точки вперед, а последующее увеличение до умеренных сверхзвуковых чисел $M \approx 3$ — назад, причем в диапазоне трансзвуковых скоростей эта тенденция сохраняется.

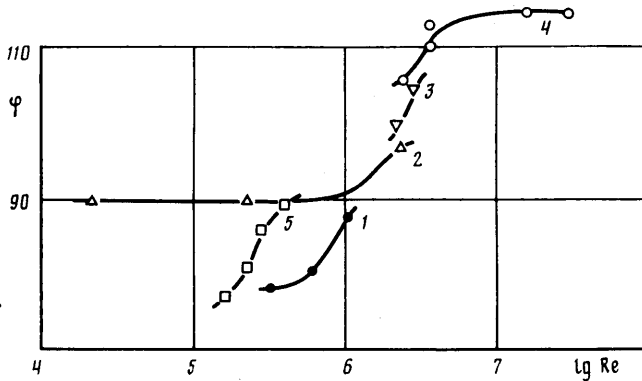
С целью изучения течения на боковой поверхности сферы рассмотрим данные некоторых испытаний по распределению давления в аэродинамической трубе. Давление, измеренное на поверхности шара p , отнесено к давлению в передней критической точке p_c . В диапазоне до- и трансзвуковых скоростей давление снижается от передней точки до некоторой зоны на боковой поверхности, затем происходит рост давления до задней критической точки. Увеличение числа Маха содействует более интенсивному снижению давления на боковой поверхности шара. При $M=0,3; 0,5; 0,7; 0,9; 1,2; 3$ (точки 1—6 на фиг. 3) минимальное давление реализуется вблизи $\varphi=80^\circ$, только для числа $M=0,7$ этот минимум смещается вперед к $\varphi=70^\circ$. При этом числе Маха, а также при $M=1,1$ возникает еще один минимум давления при $\varphi=135^\circ$. В случае сверхзвукового обтекания с числом $M=3$ давление снижается до краевого (отрывного) скачка уплотнения, далее выравнивается до донной части сферы.

Сопоставим данные по обтеканию шара и цилиндра [5]. Качественно распределение давления на цилиндре подобно давлению на шаре. Рост числа Маха также вызывает снижение давления на боковой и донной поверхности цилиндра до участка $\varphi \approx 80^\circ$, затем оно повышается к донной части. Минимальное давление при числе $M=0,55$ достигается при значении $\varphi=80^\circ$, и переход к большим числам M до 0,9 незначительно влияет на положение этого минимума. В результате исследований распределения давления и сопротивления круглого цилиндра в диапазонах чисел $M=0,4-0,8$ и $1,8-2,1$ [7] было показано, что в случае чисел $M > 0,6$ не наблюдается резкого изменения давления, реализуемого при малых числах Маха. Это объяснялось тем, что при малых числах Маха распределение давления определяется переходом пограничного слоя, что в свою очередь приводит к смещению точки отрыва по потоку.

Перейдем к рассмотрению влияния числа Re на характерные режимы обтекания сферы, причем приведем данные как для обтекания сферы потоком малой скорости, так и для транс- и сверхзвукового диапазонов скоростей. Известно, что коэффициент лобового сопротивления сферы c_x снижается от величины $0,44-0,48$ до $0,1-0,17$ при некотором определен-



Фиг. 3



Фиг. 4

ном числе Re^* из диапазона $(1,5-4,5) \cdot 10^5$ [6, 8, 9], названном критическим. Это объясняется переходом пограничного слоя из ламинарного в турбулентное состояние. Сначала с ростом числа Re на поверхности сферы образуется ламинарный пограничный слой, который затем отрывается от поверхности сферы. Отмечалось, что отрыв происходит за точкой минимума давления при значении угла $\varphi = 80-85^\circ$. Это крайнее переднее положение точки отрыва ламинарного слоя соответствует большой донной области, поэтому возникает большое сопротивление, хотя сопротивление трения мало. При этом положении точки отрыва коэффициент сопротивления сферы мало зависит от числа Re .

При возрастании Re точка T перехода из ламинарного в турбулентное состояние, расположенная вне сферы, приближается к точке ламинарного отрыва S . Как только точка T достигнет точки S , движение в оторваншемся слое вблизи точки отрыва станет турбулентным, смещение улучшится и точка отрыва сместится вниз по потоку. Точка отрыва S будет соответствовать отрыву турбулентного слоя, так как точка перехода будет находиться выше по потоку, чем точка отрыва турбулентного пограничного слоя. Этот переход осуществляется в некотором диапазоне чисел Re , характеризующемся перемещением точки отрыва от переднего положения к заднему ($\varphi \approx 140^\circ$). При полностью турбулентном пограничном слое сильно уменьшается вихревая зона и величина разрежения в кормовой части. Поэтому сопротивление давления падает и, несмотря на возрастание сопротивления трения, общее сопротивление при обтекании уменьшается.

Ранее отмечалось [7], что при больших числах Маха ($M > 0,6$) точка отрыва на цилиндре фиксируется и вследствие образования ударных волн не может перемещаться по потоку при переходе от ламинарного режима пограничного слоя к турбулентному. Эксперименты со сферами также не

обнаружили признаков снижения c_x при больших M даже при больших значениях $Re=7 \cdot 10^5$.

По фотографиям обтекания, полученным на баллистической трассе, построены зависимости $\varphi=f(Re)$ при $M=const$, характеризующие положение точки отрыва на поверхности сферы (фиг. 4, точки 1—4 соответствуют $M=0,88; 1,25; 1,7; 2,8$). На фиг. 4 приведены данные для наиболее интересного диапазона чисел Маха, охватывающего переход от дозвукового обтекания с местной сверхзвуковой зоной до полностью сформированного сверхзвукового течения. Для всех чисел Маха наблюдается переход точки отрыва к задней части сферы при определенном значении числа Re для каждого числа M . По мере роста чисел M точка отрыва расширяется ближе к донной части сферы и переход происходит при больших числах Re .

При докритических числах Re передняя часть сферы обтекается ламинарным пограничным слоем. Давление от передней точки сферы снижается до некоторого минимума, затем возрастает. Положительные градиенты давления способствуют образованию в пограничном слое обратных токов, вызывающих отрыв потока в точке φ . По кривым распределения давления по поверхности сферы, испытанной в трубе малых скоростей, были определены значения φ , соответствующие минимуму давления. По мере увеличения числа Re давление снижается и точка отрыва перемещается по потоку (фиг. 4, кривая 5).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Son J. S., Hanratty T. J.* Velocity gradients at the wall for flow around a cylinder at Reynolds numbers from $5 \cdot 10^3$ to 10^5 // *J. Fluid Mech.* 1969. V. 35. № 2. P. 353–368.
2. *Batham J. P.* Pressure distributions on circular cylinders at critical Reynolds numbers // *J. Fluid Mech.* 1973. V. 57. № 2. P. 209–228.
3. *Белоцерковский О. М.* Расчет обтекания осесимметричных тел с отошедшей ударной волной. М.: ВЦ АН СССР, 1961. 56 с.
4. *Швец А. И.* Течение в донной области плоских тел // *Изв. АН СССР. МЖГ.* 1972. № 6. С. 61–70.
5. *Швец А. И.* Пульсации давления при обтекании затупленных тел // *ПМТФ.* 1983. № 2. С. 65–72.
6. *Горлин С. М.* Экспериментальная аэромеханика. М.: Высш. школа, 1970. 423 с.
7. *Ferri A.* Influenza del numero di Reynolds ai grandi numeri di Mach // *Atti Guidonia.* 1942. № 67–69. P. 49–92.
8. *Лойцянский Л. Г.* Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1970. 904 с.
9. *Маргинов А. К.* Экспериментальная аэродинамика. М.: Оборонгиз, 1958. 348 с.

Москва

Поступила в редакцию
19.X.1989