

УДК 532.526.048.3.011.55.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТАТИСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ГРАНИЦЫ ТУРБУЛЕНТНОГО СЛЕДА ЗА ТЕЛАМИ ВРАЩЕНИЯ В СВОБОДНОМ ПОЛЕТЕ

В. П. ПОДОБИН

(Москва)

Приведены результаты измерения диаметра следа, среднего квадратичного отклонения, микромасштаба, макромасштаба корреляции и коэффициента перемежаемости границы турбулентного вязкого следа за шаром и диском. Результаты получены с помощью измерений по теневым фотографиям следа за моделями в свободном полете. Модели выстреливались со скоростью ~ 1800 м/сек в неподвижный атмосферный воздух при температуре $18 \div 20^\circ \text{C}$. Диаметр шара 3.5 и 12 мм, диска — 5 мм. Для шара и для диска число $M=5.3$, число Рейнольдса R для шара менялось от $0.2 \cdot 10^6$ до $0.75 \cdot 10^6$ в зависимости от диаметра, а для диска было равно $0.6 \cdot 10^6$.

Теневые фотографии участков следа получены в расходящемся луче света при помощи точечного импульсного источника света с длительностью засветки ~ 0.1 мксек. Размер негатива 500×190 мм. При получении фотографий участков следа на расстояниях от модели, превышающих размер кадра, использовалась следующая методика. Плоскость фотоблокировки, перпендикулярную траектории полета модели, располагали в поле фотографирования. В момент пересечения моделью плоскости фотоблокировки фотоэлемент вырабатывал пусковой импульс, который через интервал времени, заданный блоком задержки, включал искровой источник света. Время задержки контролировалось с точностью $\pm 0.25 \cdot 10^{-6}$ сек. Расстояние в калибрах (диаметрах модели), которое пролетала модель за время от момента пересечения плоскости фотоблокировки до момента фотографирования участка следа, определялось как $v\tau/d$, где v — скорость полета модели, τ — время задержки, d — диаметр модели. Скорость полета модели определялась на мерной базе перед отсеком, в котором проводилось фотографирование следа, с точностью, не меньшей 0.05%.

Граница вязкого турбулентного ядра очень неровная, поэтому для определения диаметра следа проводилось усреднение измеренных значений диаметра следа через заданный интервал вдоль оси следа на участке в несколько калибров [1]. На расстоянии от модели до 800 калибров усреднение диаметра следа проводилось на участке 5–6 калибров с интервалом измерения $d/2$. На расстояниях, больших 800 калибров, усреднение проводилось на участке 25 см при измерении диаметра следа через 5 мм. Разброс экспериментальных точек диаметра следа от среднего значения составлял $10 \div 20\%$.

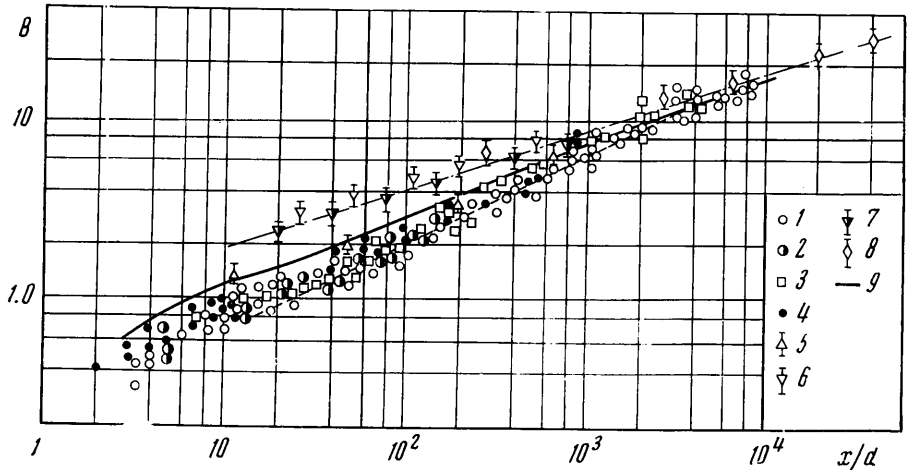
Для статистического анализа границы турбулентного следа были проведены измерения на участке длиной $l \sim 150$ мм от базовой линии, которая приблизительно соответствовала оси следа, до границы следа. Измерения проводились с шагом 1.25 мм вдоль оси следа. Отметим, что шаг измерения в работе [2] 0.5 мм, а в работе [3] шаг изменялся в пределах от 0.8 до 3.2 мм. По методу [2, 3] вычислялись отклонения контура следа ϵ от прямой линии, проведенной через координаты границы следа по методу наименьших квадратов. Числовой массив ϵ использовался для определения статистических параметров турбулентного следа. Разброс экспериментальных точек статистических характеристик следа от среднего значения достигал $\sim 30\%$. Общее число измерений $2 \cdot 10^4$. Статистические характеристики следа рассчитывались на ЭВМ.

Для учета искажения изображения при фотографировании в расходящемся лучах света рассматривалось отношение геометрических размеров следа, измеренных на негативах, к измеренному на негативе диаметру модели, установленной на оси барокамеры. Обращались только те негативы, которые были получены при отклонении траектории полета модели от оси барокамеры в месте фотографирования не более чем ± 30 мм. В результате величина диаметра модели, которая использовалась в расчетах, изменялась в пределах $\pm 3\%$. Это приводило к неточности определения безразмерных геометрических параметров течения за счет неточности измерения диаметра модели, равной $\pm 3\%$.

На фиг. 1 приведены результаты измерений величины $B = \delta/dc_x^{1/6}$ в зависимости от x/d (δ — диаметр следа, c_x — полный коэффициент сопротивления тела). На фиг. 1 точки 1, 2 обозначают результаты настоящей работы для шара $M=5.3$, $R=(0.21 \div 0.75) \cdot 10^6$, $P=760$, 3 — диск, $M=5.3$, $R=0.6 \cdot 10^6$, $P=760$, 4 — [1] шар, $M=6.0$, $R=7.6 \cdot 10^6$, $P=760$, 5 — [4, 5] шар, $M=5.6$; $R=0.32 \cdot 10^6$, $P=760$, шар $M=8$, $R=(0.4 \div 0.9) \cdot 10^6$, $P=760$, 6 — [7] конус, $\theta=8^\circ$, $M=12.3$, $R=(0.2 \div 1.0) \cdot 10^6$, $P=40 \div 200$, шар $M=13.6 \div 14.4$, $R=(0.2-0.25) \cdot 10^6$, $P=40 \div 200$, 7 — [8] конус, $\theta=12.5^\circ$, $M=5$, $R=(0.41 \div 1.4) \cdot 10^6$, $P=40 \div 200$, шар $M=7.7$, $R=(0.06 \div 1.1) \cdot 10^6$, $P=40 \div 200$, 8 — [9], шар $M=16$, $R=(0.2 \div 4.0) \cdot 10^6$, $P=10 \div 160$, конус, $\theta=12.5^\circ$, $M=16$, $R=0.95 \cdot 10^6$, $P=40$, 9 — [6], $M=8.5$, $P=760$, θ — полу-

угол раствора конуса, P в мм рт. ст. На этой фигуре для сравнения представлены экспериментальные данные диаметра следа за шаром в воздухе при давлении 1 атм из работ [1, 4, 5] (точки 4, 5) и расчет [6]. Числа M менялись от 5.3 до 8.0, а числа R — от $0.21 \cdot 10^6$ до $7.6 \cdot 10^6$. Несмотря на такой интервал изменения газодинамических параметров, все результаты удовлетворительно совпадают.

Развитие диаметра следа в зависимости от расстояния вдоль оси следа в воздухе при давлении $10 \div 200$ мм рт. ст. заметно отличается от результатов при атмосферном давлении (см. фиг. 1, точки 6, 7, 8). Изменение диаметра следа в диапазоне x/d от 10 до $4 \cdot 10^4$ представляется зависимостью $\delta/dc_x^{1/2} = 0.9x^{1/2}/d$, а в случае испытаний в воздухе при атмосферном давлении развитие диаметра следа до $x/d \sim 3000$ лучше



Фиг. 1

описывается выражением с показателем $1/2$, а свыше 3000 калибров — с показателем $1/3$. Такой же результат был получен в [1], в которой изменение диаметра следа до $x/d \sim 1000$ лучше аппроксимировалось выражением с показателем $1/2$.

Эмпирические выражения, аппроксимирующие развитие диаметра следа в воздухе при атмосферном давлении имеют вид

$$\delta/dc_x^{1/2} = 0.2(x/d)^{1/2} \quad 30 \leq \frac{x}{d} \leq 3000, \quad \delta/dc_x^{1/2} = 0.805(x/d)^{1/3} \quad 3000 \leq \frac{x}{d}$$

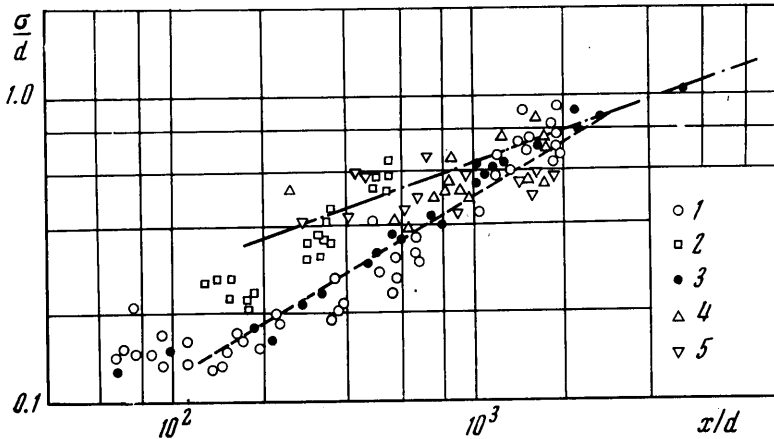
Турбулентный след за шаром, начиная с $x/d \sim 150$, пересекался отраженным от стенок барокамеры головной и хвостовой ударными волнами. Участок следа до $x/d \sim 150$ не пересекался отраженными ударными волнами. Для определения влияния пересечения следа ударными волнами на его ширину были проведены отстрелы моделей между пластинами, расстояние между которыми было выбрано такое, чтобы отраженные ударные волны пересекали след в непосредственной близости за моделью (см. фиг. 1, точки 2). Пересечение следа ударными волнами не влияло на его диаметр.

Мерой шероховатости границы турбулентного следа в радиальном направлении служит среднее квадратичное отклонение σ от среднего значения. На фиг. 2 представлена зависимость σ/d от расстояния вниз по потоку, на которой точки 1 соответствуют результатам настоящей работы для шара $M=5.3$, $R=0.61 \cdot 10^6$, $P=760$; точки 2 — диск, $M=5.3$, $R=0.6 \cdot 10^6$, $P=760$, 3 — [2] шар, $M=3.2 \div 4.7$, $R=(0.25 \div 0.71) \cdot 10^6$, $P=760$, 4 — [3] шар, $M=9.1$, $R=0.18 \cdot 10^6$, $P=208$, 5 — [3] шар, $M=13.8 \div 14.5$, $R=(0.08 \div 0.2) \cdot 10^6$, $P=30 \div 80$, где P в мм рт. ст. Шероховатость следа за диском больше шероховатости следа за шаром примерно на 60% (точки 1, 2).

Наблюдается хорошее совпадение результатов автора с данными [2], полученными для следа за шаром в воздухе при атмосферном давлении (точки 3). В интервале x/d от ~ 150 до ~ 3000 рост величины σ/d пропорционален $(x/d)^{1/2}$ [3], а свыше ~ 3000 для следов в воздухе при атмосферном давлении $\sigma/d \sim (x/d)^{1/3}$ [2]. На фиг. 2 для сравнения нанесены значения шероховатости следов за шаром в воздухе при давлении $30 \div 208$ мм рт. ст. и числах $M=9.1$ и $13.8 \div 14.5$ (точки 4, 5). Изменение величины σ/d в этом случае пропорционально $(x/d)^{1/3}$.

Отношение шероховатости к диаметру следа σ/δ не меняется с расстоянием вниз по потоку от тела и равно 0.06, что свидетельствует об одинаковом росте по x/d шероховатости границы следа и среднего диаметра следа [2, 3]. Это может служить еще одним подтверждением того, что рост диаметра следа в интервале x/d от нескольких десятков до ~ 3000 калибров в воздухе при атмосферном давлении пропорционален $(x/d)^{1/2}$. Постоянство отношения σ/δ является необходимым условием подобия течения [10] в турбулентном следе.

На фиг. 3 приведены экспериментальные значения микромасштаба корреляции λ , который характеризует шероховатость границы следа в осевом направлении. На фиг. 3 точки 1 обозначают результаты настоящей работы для шара; 2 — для диска;



Фиг. 2

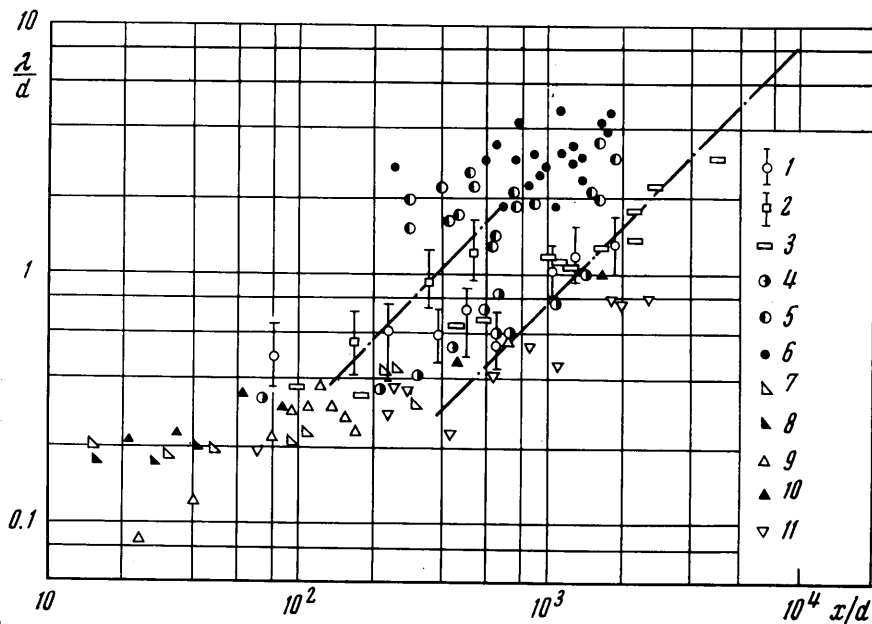
3, 4 — [2] шар; точки 5, 6 — [3] шар; 7 — [2] конус, $\theta=8^\circ$, $M=12.5$, $R_e=0.6 \cdot 10^6$, $P=280$; 8 — [2] конус, $\theta=8^\circ$, $M=4.1$, $R=1.1 \cdot 10^6$, $P=760$; 9 — [3] конус, $\theta=9^\circ$, $M=10$, $R=5 \cdot 10^6$, $P=760$; 10 — [3] конус, $\theta=9^\circ$, $M=10.3$, $R=1.3 \cdot 10^6$, $P \pm 200$; 11 — [3] конус, $\theta=16^\circ$, $M=10.2$, $R=0.6 \cdot 10^6$, $P=200$, где P в мм рт. ст. Для определения микромасштаба было использовано приближенное соотношение [10] $\lambda = \sqrt{2l/\pi N_0}$.

Здесь N_0 — число, показывающее, сколько раз ϵ_i становится равным нулю на длине l выбранного участка следа. Микромасштаб следа за шаром в воздухе при атмосферном давлении остается постоянным до $x/d \sim 600$. При дальнейшем увеличении расстояния от тела наблюдается резкий рост λ , приблизительно пропорционально x/d [2] (точки 1, 3, 4). Такой же закон роста λ в зависимости от x/d наблюдается в следе за диском, но только начало интенсивного увеличения приходится на $x/d \sim 200$ (точки 2). Значения микромасштаба в следе за шаром в воздухе при давлении $30 \div 208$ мм рт. ст. и числах $M=9.1$ и $8 \div 14.5$ больше, чем в следе при атмосферном давлении (точки 5, 6). На фиг. 3 приведены для сравнения значения микромасштаба следа за конусами из работ [2, 3] (точки 7–11). Величина λ в следе за конусом не меняется примерно до $x/d \sim 100$, а затем растет пропорционально $\sim (x/d)^{1/2}$. Видно, что микромасштаб корреляции меняется в зависимости от формы тела и чисел M, R .

Макромасштаб Λ границы турбулентного следа, характеризующий размер корреляции, определялся из графика автокорреляционной функции отклонений границы следа ϵ_i как абсцисса, которая соответствует величине автокорреляционной функции, равной R_0/ϵ_i , где R_0 — величина автокорреляционной функции при длине запаздывания корреляции, равной нулю [11]. Определенный этим способом макромасштаб корреляции и значения макромасштаба из работы [11], (шар, $M=16$, $R=10^6$, $P=40$ мм рт. ст.) полученные таким же способом, удовлетворительно совпадают, несмотря на большое отличие газодинамических параметров и форм моделей. Рост величины Λ описывается формулой $\Lambda/d = 0.7413(x/d)^{1/10}$.

Если поставить неподвижный насадок во внешнюю область турбулентного следа, то насадок будет попеременно находиться то в спокойном воздухе, то в турбулентном. В качестве статистической характеристики этого явления введен [12] «коэффициент перемежаемости», равный отношению времени, в течение которого насадок омывался турбулентным потоком, к полному времени измерения.

Функция распределения плотности вероятности фронта следа по y от линии наименьших квадратов была вычислена по численному массиву ϵ_i . Затем, вычитая функцию плотности вероятности из единицы, был определен коэффициент перемежае-



Фиг. 3

мости [2]. В результате измерений было получено, что для x/d в интервале от ~ 100 до ~ 2000 профили коэффициента перемежаемости в следе за шаром и диском совпадают как между собой, так и с гауссовой кривой.

Поступила 17 XI 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. *Knystautas R.* Growth of the turbulent inner wake behind 3 in diam spheres. AIAA Journal, 1964, vol. 2, No. 8, pp. 1485–1486. (Рус. перев.: Развитие турбулентного следа за сферами диаметром 76.2 мм. Ракетная техника и космонавтика, 1964, № 8.)
2. *Schapker R. L.* Statistics of high-speed turbulent wake boundaries. AIAA Journal, 1966, vol. 4, No. 11. (Рус. перев.: Исследование статистических характеристик границ высокоскоростного турбулентного следа. Ракетная техника и космонавтика, 1966, № 11.)
3. *Levensteins Z. J., Krumins M. V.* Aerodynamic characteristics of hypersonic wakes. AIAA Journal, 1967, vol. 5, No. 9. (Рус. перев.: Аэродинамические характеристики следов за телами, движущимися с гиперзвуковыми скоростями. Ракетная техника и космонавтика, 1967, т. 5, № 9.)
4. *Slattery R. E., Clay W. G.* Width of the turbulent trail behind a hypervelocity sphere. Phys. Fluid, 1961, vol. 4, No. 10.
5. *Dana I. A., Short W. W.* Experimental study of hypersonic turbulent wakes. Convair, San Diego, Calif. z. p. h.—103, May 1963.
6. *Lees L., Hromas L.* Turbulent diffusion in the wake of a blunt-nosed body at hypersonic speeds. J. Aerospace Sci., 1962, vol. 29, No. 8.
7. *Levensteins Z. J.* Hypersonic wake characteristics behind spheres and cones. AIAA Journal, 1963, vol. 1, No. 12. (Рус. перев.: Характеристики течения в следе при гиперзвуковом обтекании конусов и сфер. Ракетная техника и космонавтика, 1963, № 12.)
8. *Slattery R. E., Clay W. G.* The turbulent wake of hypersonic bodies. ARS Preprint, 1962, 2673–62.
9. *Herrman J., Slattery R. E., Clay W. G.* Measured properties of the wakes of hypersonic cones. AIAA paper, 1968, No. 68–687.
10. *Corrsin S., Kistler A. L.* Free-stream boundaries of turbulent flows. Rept. Nat. Adv. Comm. Aeronaut., 1955, No. 1244.
11. *Herrman J., Clay W. G., Slattery R. E.* Gas-density fluctuations in the wakes from hypersonic spheres. Phys. Fluids, 1968, vol. 11, No. 5.
12. *Townsend A. A.* The structure of turbulent shear flow. Cambridge, CUP, 1956, Chap. 7, pp. 169–171.