

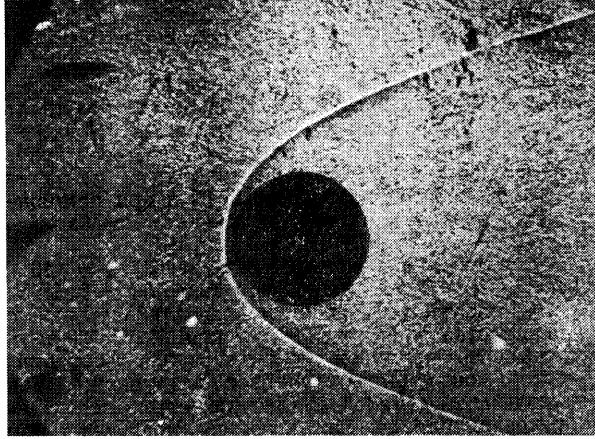
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ШАРА В СВОБОДНОМ ПОЛЕТЕ ДО ЧИСЕЛ $M \sim 15$

А. П. КРАСИЛЬЩИКОВ, В. П. ПОДОВИН

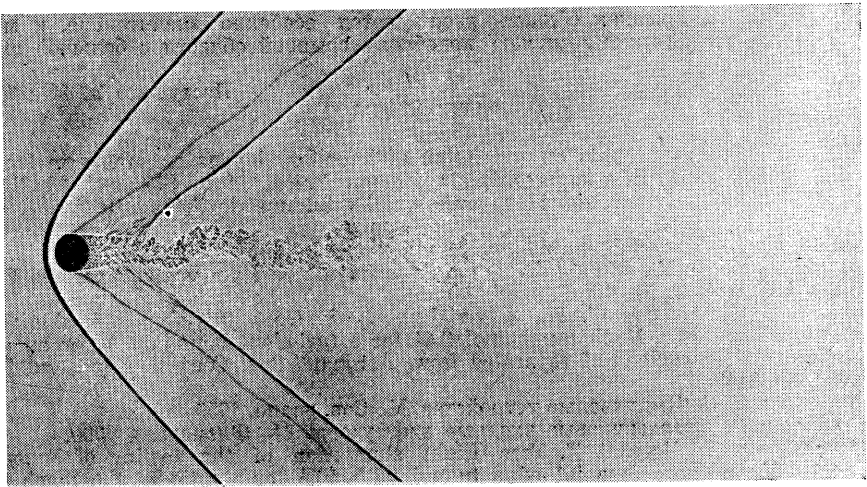
(Москва)

Приводятся результаты многократных испытаний шара в свободном полете в аэробаллистической трубе при числах M от 1.5 до 15.2 и числах Рейнольдса от $1 \cdot 10^6$ до $20 \cdot 10^6$, соответственно.

В работе были получены данные по коэффициенту сопротивления C_x , отходу ударной δ , значения радиуса кривизны R ударной волны в области критической точки шара и форме ударной волны.



Фиг. 1

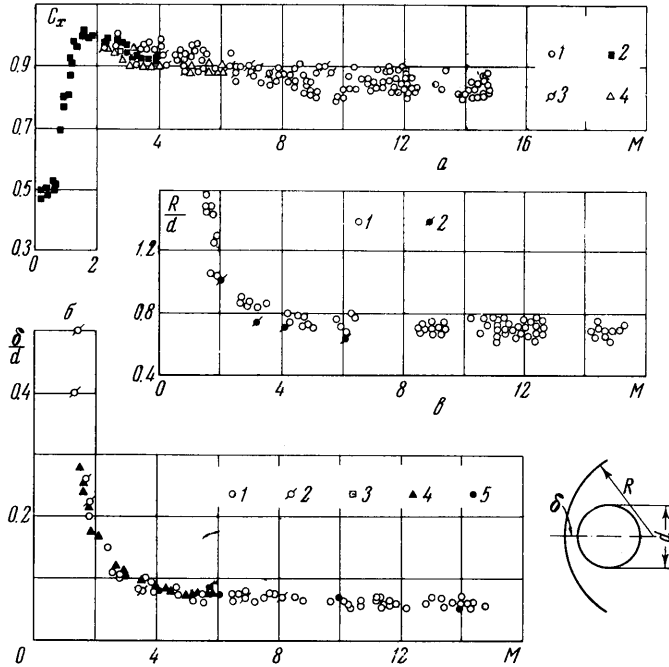


Фиг. 2

Шар, как наиболее простое тело, сравнительно хорошо изучен аэродинамиками, теоретически [2] и экспериментально [3-9]. Однако большинство экспериментальных работ посвящено изучению характеристик шара лишь до чисел $M \sim 5$. Описываемые ниже опыты проводились отстрелом шара навстречу сверхзвуковому потоку в аэродинамической трубе с фотографированием его на различных расстояниях с фиксацией времени между моментами фотографирования. После соответствующей математической обработки вычислялся коэффициент сопротивления. Ввиду сравнительно невы-

соких значений статических температур отсутствуют явления, связанные с внутримолекулярными процессами и поэтому данные опыты можно отнести к области чистого механического взаимодействия.

Были получены теньевые фотографии обтекания шара в свободном полете. На фиг. 1 приведен типичный теневой спектр обтекания шара при числе Маха $M = 10.5$



Фиг. 3. а — изменение коэффициента сопротивления шара в зависимости от числа M . 1 — результаты авторов данной статьи, 2 — [5], 3 — [4], 4 — [3]; б — изменение величины отхода ударной волны вблизи критической точки шара в зависимости от числа M : 1 — результаты авторов данной статьи, 2 — [6], 3 — [8], 4 — [7], 5 — решение О. М. Белоцерковского [2]; в — изменение радиуса кривизны ударной волны вблизи критической точки шара в зависимости от числа M : 1 — результаты авторов данной статьи, 2 — [9]

и числе Рейнольдса $R = 8.5 \cdot 10^6$. На фиг. 2 приведен снимок обтекания шара с характерной картиной следа на большом удалении с $M = 1.9$ и $R = 1.2 \cdot 10^6$.

Уравнение движения шара, летящего навстречу равномерному воздушному потоку, будет

$$\frac{d^2X}{dt^2} = -\frac{\rho S C_x}{2m} \left(\frac{dX}{dt} \right)^2 \quad \left(X = x + vt, S = \frac{\pi d^2}{4} \right) \quad (1)$$

Здесь x — координата, относительно земной осей, X — координата относительно осей, связанных с набегающим потоком, v — скорость потока, t — время, ρ — плотность воздуха, S — площадь миделевого сечения шара, d — диаметр шара, m — масса шара, C_x — коэффициент сопротивления шара.

Полагая, что за время эксперимента $C_x = \text{const}$, после двойного интегрирования получим решение

$$X = k^{-1} \ln(1 + \frac{1}{2} k v_0 t) \quad (k = \frac{1}{2} \rho S C_x / m) \quad (2)$$

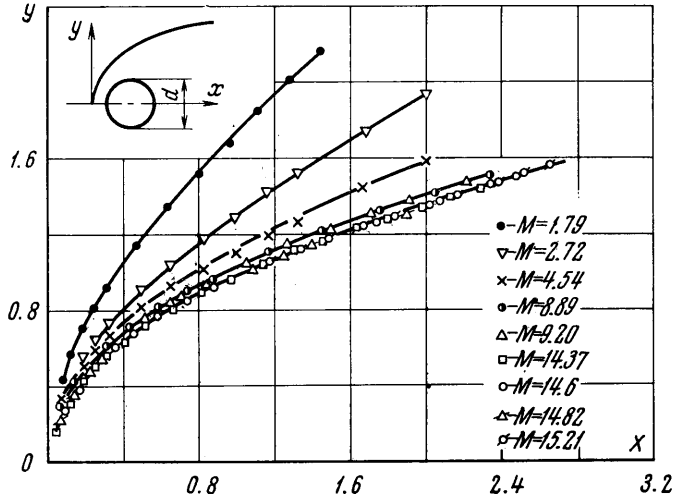
Так как искомыми неизвестными будут начальная скорость $v_{00} = v_0 + v$ и C_x (v_0 — начальная скорость относительно земной осей), то для их определения нужно составить систему из двух уравнений (2) и производить измерения координат X_1, X_2 и времени t_1, t_2 на двух базах с общей начальной точкой, в которой начальная скорость будет иметь искомое значение

$$X_1 = k^{-1} \ln(1 + \frac{1}{2} k v_{00} t_1), \quad X_2 = k^{-1} \ln(1 + \frac{1}{2} k v_{00} t_2) \quad (3)$$

Эту систему негрудно преобразовать к следующему виду:

$$\frac{t_2}{t_1} - 1 = \frac{t_2}{t_1} e^{kx_1} - e^{kx_2}, \quad v_{00} = \frac{1}{k(t_1 - t_2)} (e^{kx_1} - e^{kx_2}) \quad (4)$$

Определяя из первого уравнения (4) коэффициент сопротивления C_x и подставляя во второе, получаем выражение для начальной скорости v_{00} . В отличие от [1], где задача решается методом последовательных приближений, в данном случае имеем одно точное уравнение (4) для определения C_x .



Фиг. 4

На фиг. 3, а приведены экспериментальные данные коэффициента сопротивления в зависимости от числа M . На графике представлены материалы четырех работ [3, 4, 5], посвященных исследованию сопротивления шара баллистическим методом. Как видно в основном эти результаты согласуются с данными других исследований. Максимальное расхождение между средними значениями достигает 5%. Однако по характеру протекания кривой сопротивления по числу M имеется некоторое отличие.

Если по данным работ [3, 4] стабилизация коэффициента сопротивления по числу M имеет место уже при $M = 4$, то в предлагаемой работе коэффициент сопротивления принимает постоянное значение, только начиная с числа $M \sim 9$. До этого числа M коэффициент сопротивления плавно меняется от величины $C_x = 1.0$ при $M = 2$ до стабильного значения $C_x = 0.86$ при числах $M > 9$. На меньших числах M , включающих околозвуковую и дозвуковую диапазоны, приведены результаты из работы [5], которые согласуются с данными этой работы при $M = 2.0$ с точностью $2 \div 3\%$.

Приводим средние значения коэффициента сопротивления C_x по числу M .

M	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
C_x	1.0	0.98	0.95	0.93	0.9	0.89	0.87	0.86	0.86	0.86	0.86	0.86	0.86	0.86

Ударную волну около шара в сверхзвуковом потоке можно характеризовать следующими основными величинами: отходом ударной волны вблизи критической точки δ ; радиусом кривизны ударной волны в области критической точки R и формой ударной волны.

На фиг. 3, б приведены экспериментальные данные по отходу ударной волны вблизи критической точки.

Для сравнения с нашими данными приведены экспериментальные результаты из работ [6, 7, 8] и расчетные значения из работы [2]. Как видно, все приведенные значения совпадают между собой в пределах точности измерения.

Величина радиуса кривизны ударной волны R монотонно падает при увеличении числа M (фиг. 3, в). В гиперзвуковой области радиус кривизны ударной волны составляет величину ~ 0.7 диаметра шара. Значение радиуса кривизны, принятое в ряде расчетных работ, как сумма радиуса шара и величины отхода ударной волны вблизи критической точкой будет заниженным на 20% от экспериментально измеренного значения.

На фиг. 4 приведена форма ударной волны при различных числах M в координатах, отнесенных к диаметру шара.

Поступило 9 X 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Seiff A. A. freeflight wind tunnel for aerodynamic testing at hypersonic speeds. NACA Rep., 1955, No. 1222.
2. Белоцерковский О. М. О расчете обтекания осесимметричных тел с отошедшей ударной волной на электронной счетной машине. ПММ, 1960, т. 24, вып. 3.
3. Мишин Г. И. Исследование коэффициента сопротивления сферы при сверхзвуковых скоростях в газах с различным отношением удельных теплоемкостей. ЖТФ, 1961, т. 31, вып. 4, стр. 495.
4. Hodges A. J. The Drag coefficient of very High Velocity Spheres. J. Aeronaut. Sci., 1957, vol. 24, No. 10, p. 755.
5. Charters A. C., Thomas R. N. The Aerodynamic Performance of small Spheres from subsonic to High Supersonic Velocities. J. Aeronaut. Sci., 1955, vol. 12, No. 4, p. 468.
6. Liepman H. W., Roshko A. Elements of Gasdynamics (Русск. перев.: Г. В. Липман. А. Рощко. Элементы газовой динамики. М., Изд-во иностр. лит., 1960, стр. 130).
7. Масленников В. Г. Исследование положения отошедшей ударной волны при сверхзвуковом движении эллипсоидов вращения в газах с различной внутримолекулярной структурой. Сб. «Аэрофизические исследования сверхзвуковых течений», М.—Л., «Наука», 1967, стр. 241.
8. Fraasa D. An Experimental Investigation of Hypersonic Flow over Blunt — Nosed at a Mach Number of 5.8. «GALCIT» 1957, No. 2.
9. Масленников В. Г. О форме отошедшей ударной волны, образующейся при сверхзвуковом движении полусферы и цилиндрического торца в различных газах. Сб. «Аэрофизические исследования сверхзвуковых течений», М.—Л., «Наука», 1967, стр. 256.

ВЫБОР ОПТИМАЛЬНОГО РАДИУСА ЗАТУПЛЕНИЯ ОСЕСИММЕТРИЧНОГО ТЕЛА С УЧЕТОМ ИЗЛУЧЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ

В. Я. БОРОВОЙ (Москва)

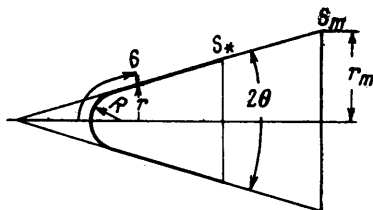
Рассматривается задача об определении оптимального по условиям теплообмена затупления осесимметричного тела, обтекаемого сверхзвуковым потоком газа под нулевым углом атаки, с учетом излучения поверхности тела. Приводятся результаты вычисления оптимального радиуса затупления конуса с углом полураствора 10° при различных значениях отношения конвективного теплового потока в характерной точке к радиационному тепловому потоку. Показано, что при малых значениях этого отношения оптимальными являются малые затупления.

1. Рассмотрим общий тепловой поток к поверхности затупленного по сфере кругового конуса (фиг. 1) при заданной высоте и скорости полета и заданном объеме тела V . Предполагается, что тепло, поступающее от газа к поверхности тела, отводится средствами тепловой защиты (например, охладителем, циркулирующим внутри тела), так что температура поверхности нигде не превышает заданное постоянное значение T_* . Обозначим удельный поток тепла, излучаемого при этой температуре с поверхности тела, через q_* . Тогда количество тепла, которое необходимо отводить в единицу времени от поверхности тела средствами тепловой защиты, определится следующим интегралом:

$$Q = \int_0^l 2\pi r(q - q_*) ds \quad (1.1)$$

где q — конвективный тепловой поток от газа к поверхности тела при температуре T_* , r — расстояние от оси симметрии до поверхности тела; s — расстояние, измеряемое от критической точки вдоль образующей тела.

Интегрирование ведется по той части поверхности тела, на которой выполняется условие $q \geq q_*$ (при этом предполагается, что величина теплового потока монотонно убывает по мере удаления от критической точки; на очень большом относительном



Фиг. 1