

Экспериментальные сетки коэффициента сопротивления испытанных моделей в зависимости от удлинения λ и для различных углов θ_s представлены на фиг. 7. Предельные значения коэффициента сопротивления моделей для угла $\theta_s = 0$, указанные пунктирной кривой, были получены на фиг. 5 при $\theta_s = 0$.

Поступило 14 I 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Kopal Z. Tables of supersonic flow around yawing cones. Massachusetts Inst. Technology. Techn. Rept., 1947, No. 1.
2. Чушкин П. И., Шулишнина Н. П. Таблица сверхзвукового течения около затупленных конусов. М., ВЦ АН СССР, 1961.
3. Bergman R. J. Bow shock shape about a spherical nose. AIAA Journal, 1965, vol. 3, No. 4. (Рус. перев.: Ракетная техника и космонавтика, 1965, № 4, стр. 253.)
4. Blick E. F., Francis J. E. Spherically blunted cone pressure distributions. AIAA Journal, 1966, vol. 4, No. 3. (Рус. перев.: Ракетная техника и космонавтика, 1966, № 3, стр. 217.)
5. Dayman B. Jr. Hypersonic viscous effects on free-flight slender cones. AIAA Journal, 1965, vol. 3, No. 8.
6. Whitfield I. D., Griffith B. J. Hypersonic viscous drag effects on blunt slender cones. AIAA Journal, vol. 2, No. 10.
7. Whitfield J. D., Griffith B. J. Comparisons of free-flight and wind-tunnel on slender cones. AIAA Journal, 1965, vol. 3, No. 2, pp. 379—380. (Рус. перев.: Ракетная техника и космонавтика, 1965, № 2.)
8. Красильщикова А. П., Подобин В. П. Экспериментальное исследование аэродинамических характеристик шара в свободном полете до чисел $M \sim 15$. Изв. СССР, МЖГ, 1968, вып. 4.

ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ НОСКА НА ГИПЕРЗВУКОВОЕ ОБТЕКАНИЕ ТОНКИХ ПРИТУПЛЕННЫХ ТЕЛ ПОД УГЛОМ АТАКИ

Б. А. ЗЕМЛЯНСКИЙ, В. В. ЛУНЕВ, К. М. МАГОМЕДОВ

(Москва)

Рассмотрены некоторые особенности гиперзвукового обтекания тонких притупленных тел вращения под небольшим углом атаки $\alpha \leq \tau \ll 1$, где τ — относительная толщина тела. Показано, что в рамках гиперзвуковой теории для правильного учета влияния условий в переходном сечении между носком и боковой поверхностью необходимо в общем случае задавать окружное распределение силового воздействия носка и массы газа. При малых α влияние носка, как и для двумерных течений [1-4], проявляется лишь через его коэффициент сопротивления c_x при $\alpha = 0$. На этой основе на рассматриваемый случай обобщен закон подобия [1-4] обтекания таких тел с произвольной формой боковой поверхности, отличающихся формой притупления, справедливый во всей возмущенной области за исключением некоторой окрестности носка.

Обозначения: r_0 , L — радиус миделя носка и характерная длина тела; ρ_∞ , V , M , κ — плотность, скорость, число Маха и показатель адиабаты газа в набегающем потоке; $\rho_\infty \rho$, $V^2 i$, $\rho_\infty V^2 p$ — плотность, энтальпия и давление; x , r , γ — связанная цилиндрическая система координат с центром в переходном сечении между носком и боковой поверхностью; V_u , V_v , V_w — соответствующие компоненты скорости.

1. Рассмотрим систему определяющих параметров задачи. Уравнения трехмерного движения газа для введенных выше безразмерных величин в переменных x/L , r/L , γ , а также условия на возможных внутренних скачках уплотнения не будут содержаться в общем случае каких-либо определяющих параметров и здесь не выписаны. В соотношения на головном скачке $r = R(x, \gamma)$ входят лишь величины, относящиеся к набегающему потоку (индекс ∞), а именно

$$P_\infty = \frac{1}{\kappa M^2}, \quad i_\infty = \frac{1}{(\kappa - 1) M^2}, \quad u_\infty \approx 1, \quad v_\infty \approx -\alpha \cos \gamma, \quad w_\infty \approx \alpha \sin \gamma \quad (1.1)$$

Эти соотношения содержат определяющие параметры κ , M , α . Кроме того, решение, естественно, зависит от формы боковой поверхности тела, которую на достаточном удалении от носка, где размер возмущенной области $R \gg r_0$, представим в виде

$$r_w = r_0 + L r_w^\circ(x/L) \approx L r_w^\circ(x/L) \quad (1.2)$$

Для замыкания задачи необходимо также поставить условия в переходном сечении $x = 0$. Следуя общей гиперзвуковой теории [1-3], предположим, что вместо учета детального распределения параметров в начальном сечении достаточно удовлетворить здесь лишь интегральным законам сохранения импульса, а также сохранить начальное распределение энтропии по линиям тока, поскольку в невязком течении возмущения энтропии не затухают.

Эта гипотеза позволяет получить лишь асимптотическое решение задачи при $x \sim L \gg r_0$, что накладывает основное ограничение на применимость теории. Следует отметить, однако, что, как показывает анализ точных решений при $\alpha = 0^\circ$ [4], в действительности влияние деталей распределения начальных данных затухает уже на расстоянии от носка порядка его диаметра. Влияние же конечного для этой области параметра r_0 / L вполне учитывается переменной $\Delta r = r - r_w^0$.

2. При $\alpha \neq 0$ в начальном сечении $x = 0$ распределения параметров в общем случае зависят от двух переменных r, γ . Обычно толщина ударного слоя в начальном сечении мала (порядка $0.2 \div 0.6 r_0$) по сравнению с периметром тела $2\pi r_0$. Поэтому с точки зрения возможности интегрального учета начальных условий направления r, γ могут оказаться неравноправными, т. е. в той области, где детали в начальном распределении параметров по r будут сглажены за счет многократного отражения возмущений между телом и плотным ударным слоем, влияния неравномерностей распределения по γ все еще могут быть существенными. Иллюстрирующие это обстоятельство оценки проведем на примере притупленного конуса с углом полураствора θ . Примем, что в высокоэнтропийном слое состояние газа характеризуется некоторыми осредненными поперек слоя параметрами ρ_c, u_c, M_c, a_c и т. д. (Va — скорость звука). Тогда одно отражение возмущения между телом и внешней границей высокоэнтропийного слоя δ произойдет на расстоянии

$$l \approx 2M_c \delta \tag{2.1}$$

Для оценок заменим здесь величину $\delta(x, \gamma)$ ее средним по γ значением $\delta_c(x)$, определяемым уравнением расхода

$$\pi r_0^2 \psi_\delta = \int_0^{2\pi} \rho_c u_c r_w \delta d\gamma = \delta_c \int_0^{2\pi} \rho_c u_c r_w d\gamma \tag{2.2}$$

Здесь $\pi r_0^2 \rho_\infty V \psi_\delta$ — масса газа в высокоэнтропийном слое, поступающая в единицу времени через участок сильной головной ударной волны в окрестности носка. Введем эффективный показатель адиабаты κ_0 для этого слоя и используем ньютоновский закон для давления

$$p = (\theta + \alpha \cos \gamma)^2 = \beta^2 \tag{2.3}$$

Тогда получим

$$\rho_c \approx \frac{\kappa_0 \beta^3}{a_c^2}, \quad \delta_c \approx \frac{1}{2M_c^2 \theta^2} \frac{u_c \psi_\delta}{\kappa_0 B r_w} r_0^2 \tag{2.4}$$

$$\left(B = 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{\theta} \right)^2 \right)$$

Таким образом, на расстоянии $x = (r_w - r_0) / \theta$ от носка возмущение, связанное с неоднородностью начальных данных, дважды пересечет высокоэнтропийный слой n раз, где асимптотически (для большого числа отражений)

$$n \approx \int_0^x \frac{dx}{2M_c \delta_c} = \frac{1}{2} M_c \theta \frac{\kappa_0 B}{u_c \psi_\delta} \frac{r_w^2 - r_0^2}{r_0^2} \tag{2.5}$$

Пренебрегая для простоты влиянием окружной скорости w , получим, что одно-временное распространение возмущения в окружном направлении описывается уравнением

$$r_w d\gamma = \frac{dx}{M_c} \tag{2.6}$$

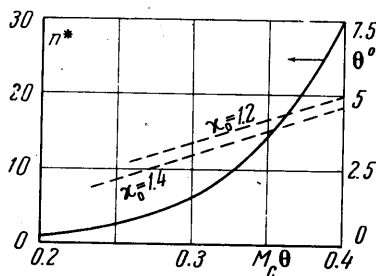
Интегрируя его от $\gamma = 0$ до $\gamma = 2\pi$, находим, что это возмущение возвращается в исходную меридианальную плоскость после отражения от подветренной плоскости симметрии $\gamma = \pi$, где $w = 0$, при

$$r_w = r_w^* = r_0 \exp 2\pi M_c \theta \tag{2.7}$$

Согласно (2.5) при этом поперек высокочентропийного слоя происходит n^* отражений

$$n^* = \frac{1}{2} M_c \theta \frac{\kappa_0 B}{u_c \psi_8} (\exp 4\pi M_c \theta - 1) \quad (2.8)$$

На фиг. 1 приведены зависимости n^* от $M_c \theta$ (сплошная кривая) и $M_c \theta$ от θ (пунктир) для разных условий обтекания. Для оценок при этом принято $\psi_8 \approx \kappa_0 B / u_c \sim 1$. Эти данные показывают, что уже при $\theta \geq 5^\circ$ длина выравнивания распределения параметров в поперечном направлении на порядок меньше, чем в окружающем, которое в свою очередь может быть достаточно большим. Следует отметить,



Фиг. 1

что учет окружной скорости в (2.6) может вообще привести к невозможности возврата отраженных от плоскости $\gamma = \pi$ возмущений за счет их дополнительного сноса в сторону больших γ . Это имеет место, когда появляются зоны сверхзвуковых значений w .

Таким образом, в общем случае разумная схематизация учета влияния начальных данных при $x = 0$ должна учитывать распределение по углу γ силового воздействия притупления $X(\gamma)$, $Y(\gamma)$, $W(\gamma)$. Такая схема была использована в работе [5] в конкретном приближенном решении.

Полученные выше оценки несправедливы для очень тонких тел типа притупленного цилиндра, для которых задание окружного распределения начальных данных может оказаться не-

обязательным. В частности, в предельном случае гиперзвукового следа за тупым телом будет справедлива противоположная нашей схема [6], основанная на учете лишь суммарного силового воздействия носка и гипотезе постоянства давления по всему сечению высокочентропийного слоя.

В рассматриваемом здесь случае интегральные уравнения импульса для меридианальных плоскостей $\gamma = \text{const}$ имеют вид

$$2 \int_{r_w}^R [\rho u (1 - u) - p] r dr = \frac{X}{\pi \rho_\infty V^2} + 2 \int_0^x p_w r_w r_w' dx - 2 \frac{\partial}{\partial \gamma} \int_0^x \int_{r_w}^R \rho w (1 - u) dr dx - \frac{R^2}{\kappa M^2}$$

$$\int_{r_w}^R \rho u (v - v_\infty) r dr = \frac{Y}{\pi \rho_\infty V^2} + \int_0^x \left\{ p_w r_w + \int_{r_w}^R [p + \rho w (w - w_\infty)] dr - \frac{\partial}{\partial \gamma} \int_{r_w}^R \rho w (v - v_\infty) dr - \frac{R}{\kappa M^2} \right\} dx \quad (2.9)$$

$$\int_{r_w}^R \rho u (w_\infty - w) r dr = \frac{W}{\pi \rho_\infty V^2} + \int_0^x \left\{ \frac{1}{\kappa M^2} \frac{\partial R}{\partial \gamma} + \int_{r_w}^R \rho w (v - v_\infty) dr + \frac{\partial}{\partial \gamma} \int_{r_w}^R [p + \rho w (w - w_\infty)] dr \right\} dx$$

При малых $\alpha \ll 1$ величины $X(\gamma)$, $Y(\gamma)$ можно представить следующим образом [5]:

$$X(\gamma) = X_0 + \alpha \cos \gamma X_1, \quad Y(\gamma) = Y_0 + \alpha \cos \gamma Y_1 \quad (2.10)$$

Очевидно, влияние распределений (2.10) на течение около боковой поверхности имеет порядок α . В то же время порядок давления p_κ на теле определяется соотношением (2.3), откуда следует, что влияние угла атаки на течение в целом имеет порядок α / θ^2 , что может значительно превышать влияние (2.10). Таким образом, сопротивление и радиальное силовое воздействие носка при $\alpha \ll 1$ определяются соот-

¹ Для притупленного цилиндра вместо θ следует взять $R / L \ll 1$.

ветствующими величинами X_0, Y_0 при $\alpha = 0$

$$X_0 = \frac{1}{2} \pi r_0^2 c_x \rho_\infty V^2, \quad Y_0 = \pi r_0^2 I \rho_\infty V^2 \quad (2.11)$$

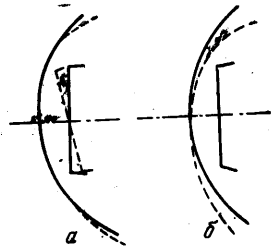
Тогда, переходя в (2.9) к безразмерным координатам $x/L, r/L$, получаем критерии подобия

$$K_1 = \frac{Lx}{L} = \left(\frac{X_0}{\pi \rho_\infty V^2 L^2} \right)^{1/2} = \left(\frac{c_x}{2} \right)^{1/2} \frac{r_0}{L}, \quad I_0 = \frac{Y_0}{X_0} = \frac{2I}{c_x} \quad (2.12)$$

В работе [7] отмечено, что для осесимметричных обтеканий параметр I_0 , по существу, является универсальным для притуплений различной формы при заданных условиях обтекания и, следовательно, может быть исключен из системы критериев подобия.

Рассмотрим теперь вопрос о влиянии начальных условий для окружного перетекания газа. В принятой схеме оно проявляется через потерянный в окрестности носка импульс газа $W(\gamma)$ в направлении γ . Отметим, что при малых углах атаки ($\alpha \leq 10^\circ$) ударная волна вблизи носка в поточной системе координат остается практически осесимметричной (для сферы это точно, для другого крайнего случая — круглого диска — в подтверждение на фиг. 2, а для $M = 6$ приведены ударные волны при $\alpha = 0^\circ$ (сплошная кривая) и $\alpha = 10^\circ$ (пунктир): для сравнения на фиг. 2, б эти ударные волны показаны в связанной системе координат). Используя этот факт, можно предположить, что в основной части потока (исключая, быть может, ближайшую окрестность тела) при $x \approx 0$ течение в поточной системе координат будет также осесимметричным, так что $w \approx \alpha \sin \gamma u$. Тогда из (2.9) для малых α приближенно получим при $x = 0$

$$W(\gamma) \approx \alpha \sin \gamma \int_{r_w}^R \rho u (1-u) r dr \pi \rho_\infty V^2 \approx \frac{1}{2} \alpha \sin \gamma X_0 \quad (2.13)$$



Фиг. 2

При этом в выражении для X_0 учтено, что при малых $\alpha_0 - 1$

$$p \ll \rho u (1-u) \approx \rho u i \sim p (\alpha_0 - 1)^{-1}$$

Следовательно, начальное перетекание газа, по существу, не добавляет новых определяющих параметров. Более того, можно показать, что вдали от носка окружное перетекание газа фактически вообще не зависит от своего начального значения. Действительно, рассмотрим уравнение движения в направлении γ вдоль поверхности конуса

$$u_0 r w \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial \gamma} + vw = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \gamma} \quad (2.14)$$

Полагая

$$v = \theta u_0, \quad w = \theta u_0 \zeta \sin \gamma, \quad p = (\theta + \alpha \cos \gamma)^2, \quad \xi = \ln \frac{r_w}{r_0} \quad (2.15)$$

где $V u_0$ — примерно постоянная продольная скорость газа на поверхности конуса, приведем уравнение (2.14) при $\cos \gamma \sim 1$ к виду

$$\frac{d^2 \zeta}{d\xi^2} + \zeta^2 + \zeta = \sigma^2 \quad \left(\sigma^2 = \frac{2}{\alpha_0 M_0^2 \theta^2} \frac{\alpha}{\alpha + \theta} \right) \quad (2.16)$$

Здесь M_0 — число Маха на поверхности тела. Рассмотрим решение этого уравнения [8].

$$\zeta = m \frac{d + m \operatorname{th} m \xi}{m + d \operatorname{th} m \xi} - \frac{1}{2}, \quad \left(d = \zeta(0) + \frac{1}{2}, \quad m^2 = \sigma^2 + \frac{1}{4} \right) \quad (2.17)$$

При нулевом начальном растекании ($\zeta(0) = 0$) соответствующее решение обозначим через ζ^* . Очевидно, при $(\zeta - \zeta^*) / \zeta^* = \varepsilon \ll 1$ перетекание газа фактически не зависит от своего начального значения, по крайней мере для пристеночной области высокоэнтропийного слоя, где величина w максимальна, и определяется лишь геометрией поверхности и местным окружным градиентом давления. Оценки показывают, что при $\varepsilon = 0.1$ в достаточно широком диапазоне углов атаки ($\alpha = 3^\circ \div 7^\circ$) и углов полураствора конуса ($15^\circ > \theta \geq \alpha$) практическая область влияния начального растекания, по существу, одинакова и довольно слабо зависит от условий обтекания. При $\alpha_0 < 1.4$ можно считать, что влияние $\zeta(0)$ сказывается лишь для $x/r_0 \leq 6$. Асимптотическое значение ζ согласно (2.17) равно

$$\zeta^* = m^{-1/2} \quad (2.18)$$

Необходимо отметить, что полученные оценки относятся в принципе лишь к наветренной стороне тела, так как на подветренной стороне распределение давления носит более сложный характер, не соответствующий заложенному в основу этих оценок ньютоновскому закону.

3. Рассмотрим теперь влияние начального распределения энтропии S , в качестве которой примем квадрат синуса угла наклона ударной волны к набегающему потоку, по линиям тока. Здесь удобно ввести изэнтропические поверхности тока, проходящие через линии равного наклона ударной волны к набегающему потоку и ограничивающие расход газа $\rho_0^2 \rho_\infty V \psi$. Заметим далее дифференциальное уравнение сохранения энтропии вдоль линии тока, требующее для своего решения в высокоэнтропийном слое задания распределений $p(r, \gamma)$, $i(r, \gamma)$ в начальном сечении, конечным соотношением — адиабатой $i = i_*(p, S)$ — и уравнением для распределения изэнтропических поверхностей тока $r = Lr_\psi(x/L, \gamma, \psi)$ в произвольном сечении $x = \text{const}$, которое получим следующим образом. Представим расход газа в сечении $x = \text{const}$ через элементарную площадку, ограниченную двумя близкими поверхностями тока ψ и $\psi + d\psi$ и меридиальными плоскостями γ и $\gamma + d\gamma$, так:

$$\rho u r_\psi dr_\psi d\gamma = \frac{1}{2} r_0^2 Q(x, \gamma, \psi) d\psi d\gamma \quad \left(\int_0^{2\pi} Q d\gamma = 2\pi \right) \quad (3.1)$$

Здесь функция $Q(x, \gamma, \psi)$ характеризует окружную неравномерность в распределении расхода на выбранной поверхности тока в рассматриваемом сечении $x = \text{const}$. В осесимметричном случае $Q \equiv 1$. Из (3.1) при $x = \text{const}$ получим распределение изэнтропических поверхностей тока

$$r_\psi^2 = \left(\frac{r_w}{L} \right)^2 + 2K_1^2 \int_0^\psi Q(x, \gamma, \varphi) \frac{d\varphi}{\rho u} \left(\varphi = \frac{\psi}{c_x}; \rho = \rho(p, S), u = u(p, S) \right) \quad (3.2)$$

Здесь асимптотически согласно (1.2), $r_w/L \approx r_w^0(x/L)$. Из (3.2) следует, что в начальном сечении, как и в двумерном случае [3], должно быть задано распределение энтропии $S(\varphi)$ по модифицированному расходу φ .

При малых α на ударной волне вблизи носка функция $S(\varphi)$ с точностью до величины порядка α совпадает с таковой для осесимметричных обтеканий. Отметим, что практически точность этого утверждения значительно выше в связи с отмеченным выше фактом очень слабой зависимости формы ударной волны в окрестности носка от угла атаки (при $\alpha \leq 10^\circ$). Дополнительно предполагаем, что тело смачивается струйкой газа, прошедшей через прямой скачок уплотнения. Тогда в соответствии с работой [7] в рассматриваемом случае энтропийная функция $S(\varphi)$ при заданных условиях обтекания с практической точностью является универсальной для различных притуплений и, следовательно, может быть исключена из числа определяющих параметров задачи.

Вместе с тем пространственный характер обтекания и связанная с ним окружная неравномерность распределения массы в сечении $x = \text{const}$ приводят в общем случае к дополнительному определяющему критерию, обусловленному начальной окружной неравномерностью расхода $Q_0(\gamma; \varphi)$, определяемой формой притупления. Действительно, рассматривая уравнение баланса массы для элементарного объема, ограниченного изэнтропическими поверхностями тока φ и $\varphi + d\varphi$, меридианальными плоскостями γ и $\gamma + d\gamma$ и плоскостями $x_1 = 0$, $x_2 = x$, получим следующее интегро-дифференциальное уравнение для окружной неравномерности массы $Q(x, \gamma, \varphi)$ в сечении $x = \text{const}$

$$Q(x; \gamma; \varphi) = Q_0(\gamma; \varphi) - \frac{\partial}{\partial \gamma} \int_0^x \frac{w}{r_\varphi u} Q(x', \gamma; \varphi) dx' \quad (3.3)$$

не содержащее вдали от носка иных существенных определяющих параметров, кроме $Q_0(\gamma; \varphi)$.

При малых α

$$Q_0(\gamma, \varphi) = 1 + \alpha \cos \gamma Q^0(\varphi) \quad (3.4)$$

и на основании приведенных результатов здесь можно пренебречь членом порядка α , т. е. начальной неоднородностью расхода по γ . Отметим, что в начальном сечении изэнтропические линии $r_\psi^0(\gamma; \varphi)$, как следует из (3.2) при $x = 0$, при этом не будут концентрическими кругами, поскольку влияние угла атаки на давление при $x = 0$ имеет порядок $\alpha/\theta \cos \gamma$. Таким образом, показано, что, как и в случае осесиммет-

ричного обтекания, единственным параметром, характеризующим влияние носка при малых углах атаки является K_1 .

Привлекая уравнение состояния газа в общей форме

$$\frac{\rho i}{p} = Z (\rho_\infty V^2 p, V^2 i) \quad (3.5)$$

окончательно имеем следующую систему критериев подобия:

$$\kappa, M, \alpha, K_1, \rho_\infty, V \quad (3.6)$$

При совпадении этих критериев распределения величин p, ρ, i, u, v, w по безразмерным переменным $x/L, r/L, \gamma$ и формы всех скачков уплотнения $L^{-1}R(x/L, \gamma)$, как следует из дифференциальных уравнений, описывающих течение, и из граничных и начальных (при $x=0$) условий, будут одинаковыми при обтекании заданным газом тел с разными носками, но с одинаковой формой боковой поверхности $r_w(x/L)$.

Для совершенного газа $Z = \kappa / (\kappa - 1)$, и параметры ρ_∞, V выпадают из системы (3.6).

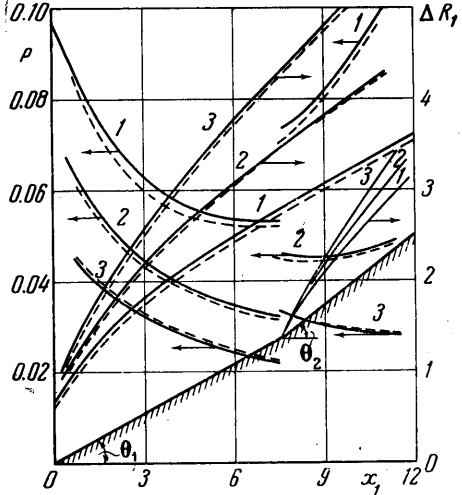
Для притупленных конусов длина L отсутствует, поэтому закон подобия может быть сформулирован в переменных [1]

$$x_1 = \frac{x}{L_x} = \frac{x}{r_0} \left(\frac{2}{c_x} \right)^{1/2}, \quad r_1 = \frac{r}{L_x} = \frac{r}{r_0} \left(\frac{2}{c_x} \right)^{1/2} \quad (3.7)$$

При этом система критериев подобия в общем случае имеет вид

$$\kappa, M, \alpha, \theta, \rho_\infty, V \quad (3.8)$$

На фиг. 3 для иллюстрации точности закона подобия сравниваются ударные волны $\Delta R_1 = (2/c_x)^{1/2}(R - r_0)/r_0$ и давления p на двойных конусах ($\theta_1 = 10^\circ, \theta_2 = 15^\circ$) с различными носками (сплошные кривые — сфера, $c_x = 0.9, L_1 = 5r_0$; пунктир — эллипсоид, $c_x = 1.26, L_1 = 5.9r_0$; здесь L_1 — длина первого конуса) при их сверхзвуковом обтекании совершенным газом ($M = 10, \kappa = 1.4$) под углом атаки $\alpha = 5^\circ$. Кривые 1, 2, 3 относятся к меридиональным плоскостям $\gamma = 0, 90, 180^\circ$. Там, где приведена одна кривая, сравниваемые величины практически совпадают.



Фиг. 3

Поступило 4 IX 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Черный Г. Г. Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью. М., Физматгиз, 1959.
2. Cheng N. K. Similitude of hypersonic real gas flow over slender bodies with blunted noses. JAS, 1959, No. 9.
3. Лунев В. В. Закон подобия для гиперзвуковых обтеканий тонких притупленных тел вязким газом. ПММ, 1961, вып. 6.
4. Лунев В. В., Павлов В. Г. О гиперзвуковом подобии при обтекании тонких притупленных тел сложной формы несовершенным газом. Изв. АН СССР МЖГ, 1966, № 4.
5. Лунев В. В., Мурзинов И. Н., Остапович О. Н. Движение тонкого затупленного конуса под малым углом атаки с большой сверхзвуковой скоростью. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1960, № 3.
6. Ладыженский М. Д. Гиперзвуковое правило площадей. Инж. ж., 1961, № 1.
7. Лунев В. В. О форме головной ударной волны при гиперзвуковом обтекании тупых тел. Изв. АН СССР, Механика и машиностроение, 1964, № 6.
8. Землянский В. А. Гиперзвуковое обтекание скошенной притупленной кромки неравномерным потоком газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 6.