

4-6 — турбулентному, причем экспериментальные точки даны только для ламинарного режима, а для турбулентного — осредненные кривые, полученные по результатам обработки эксперимента. Цифрой 7 обозначены данные для $r_1=3,42$; 8-11 — соответственно для 7,02; 10,52; 14,05 и 17,55.

Из фиг. 3 видно, что при постоянном числе M_∞ данные для различных комбинаций N и r_1 укладываются на единые кривые. Обратим также внимание, что при увеличении комплекса G давление на теле стремится к давлению в потоке $p_w/p_0 \rightarrow p_\infty/p_{0\infty}$. (Справа в поле рисунка горизонтальными черточками с цифрами 12, 13, 14 отмечены значения $p_w/p_{0\infty}$ для соответствующих чисел $M_\infty=0,58; 0,75; 0,9$.)

В [2] показано, что разность (p_0-p_w) пропорциональна M_∞^2 . Поэтому на фиг. 4 представлена зависимость обобщенного параметра $\Delta p=(p_0-p_w)/p_0 M_\infty^2$ от комплекса G . Экспериментальные данные, как и на фиг. 3, даны только для ламинарного режима, а для турбулентного дана осредненная кривая 1. Цифрами 2-4 обозначены данные соответственно для $M_\infty=0,58; 0,75; 0,9$. Как видим, экспериментальные точки укладываются на единую кривую с разбросом примерно $\pm 20\%$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Jarvinen Ph. O., Adams R. H. The effects of retrorockets on the aerodynamic characteristics of conical aeroshell planetary entry vehicles // AIAA Paper. 1970. № 249. 11 pp.
2. Карпман И. М. Истечение недорасширенной струи во встречный сверхзвуковой и дозвуковой поток // Изв. АН СССР. МЖГ. 1977. № 1. С. 89-96.
3. Авдеевский В. С., Иванов А. В., Карпман И. М. и др. Влияние вязкости на течение в начальном участке сильно недорасширенной струи // Докл. АН СССР. 1971. Т. 197. № 1. С. 46-49.

Москва

Поступила в редакцию 1.XII.1986

УДК 533.6.011.5

РАСЧЕТ ВОЛНОВОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ЗАТУПЛЕННЫХ КРЫЛЬЕВ С ДОЗВУКОВОЙ ПЕРЕДНЕЙ КРОМКОЙ

ГЛАДКОВ А. А., ПАНТЕЛЕЕВ И. М.

Излагается метод «быстрого» расчета волнового сопротивления, основанный на линейной теории с использованием поправок на обтекание параболического носка профиля.

Линейная теория, хорошо зарекомендовавшая себя при расчете несущих свойств трехмерных самолетных конфигураций и реализованная в виде панельного метода, дает значения волнового сопротивления крыльев со значительной погрешностью даже для крыльев с острыми передними кромками [1]. Тем более это относится к крыльям с затупленными передними кромками.

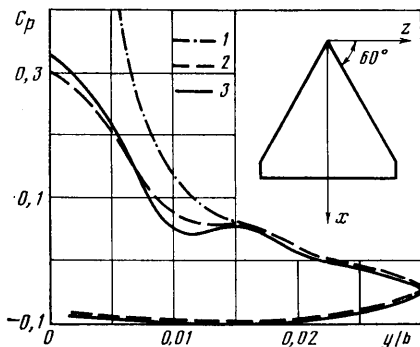
Расчет волнового сопротивления крыльев с затупленными кромками предъявляет повышенные требования к точности определения давления в области передних кромок крыла. Расчетные методы, основанные на нелинейных уравнениях Эйлера, на существующих ЭВМ требуют слишком большого времени счета, вследствие чего их применение затруднительно в массовых расчетах. Поэтому желательно создание таких расчетных методов, которые сочетали бы в себе простоту и быстроту вычислений, присущие линейной теории, с более высокой точностью результатов.

В литературе, например [2], обсуждались возможные причины расхождений результатов линейной теории с экспериментом. Здесь ограничимся рассмотрением влияния на волновое сопротивление дозвуковой затупленной передней кромки крыла, которое ранее, по-видимому, рассматривалось только в рамках теории малых возмущений [3].

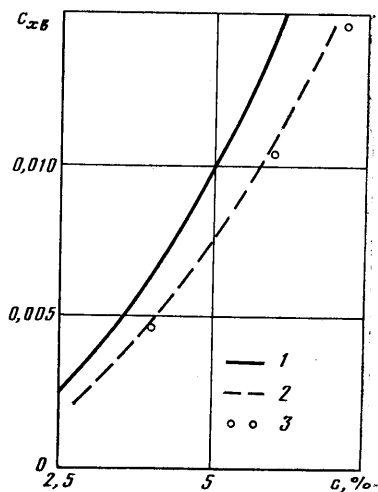
Первый вопрос, на который в связи с этим нужно дать ответ: чем же обусловлены погрешности линейной теории?

Для этого были проведены расчеты обтекания крыла с плоской срединной поверхностью, установленного под нулевым углом атаки, с помощью нелинейного и линейного (панельного) численных методов при $M_\infty=1,7$. Крыло имело постоянный по размаху 6%-ный симметричный профиль с относительным радиусом кривизны в носике $\bar{r}=0,004$, удлинение $\lambda=1,85$, сужение $\eta=9,0$ и угол стреловидности по передней кромке крыла $\chi=60^\circ$ (фиг. 1).

Результаты расчетов нелинейным численным методом, используемые в качестве эталонного решения, получены с помощью одного из наиболее продвинутых расчетных методов, основанного на численном интегрировании уравнений Эйлера [4]. Сравнение распределений давления по такому крылу, проведенных панельным методом и с использованием нелинейных уравнений, показывает, что на большей части крыла давления, полученные двумя способами расчета, совпадают, однако в области,



Фиг. 1



Фиг. 2

прилегающей к передней кромке крыла, панельный метод значительно завышает значения давлений и именно это является основной причиной существенного расхождения значений волнового сопротивления. На фиг. 1 показаны типичные результаты расчета распределения давления в одном из продольных сечений крыла с местной хордой b панельным методом (кривая 1) и с помощью [4] (кривая 3).

В панельном методе, примененном к расчету обтекания крыла, в качестве особенностей использовались источники, интенсивность которых была постоянна по каждой панели [5, 6].

Из приведенного сравнения распределений давления следует, что результаты линейной теории необходимо подправить в узкой области, прилегающей к передней кромке крыла.

Сделаем предположение, что при рассмотрении обтекания затупленной передней кромки крыла можно разложить скорость набегающего потока на составляющие по нормали к передней кромке и вдоль нее и обтекание носика профиля в сечении нормальном к передней кромке считать двумерным. Это предположение наверняка не будет выполняться в областях, непосредственно прилегающих к концевой и корневой хордам крыла. Однако на большей части передней кромки крыла предположение можно считать справедливым, если поперечные к кромке градиенты газодинамических величин много больше продольных, что соответствует прямой или малоискривленной кромке в плане.

Для двумерной задачи дозвукового обтекания затупленного профиля было показано [7], что область неприменимости линейной теории имеет характерный поперечный размер порядка $O(\bar{\rho})$ или $O(c^2)$, где c — относительная толщина. Для получения основной части поправки на сопротивление, обусловленное влиянием затупленной передней кромки крыла, достаточно аппроксимировать носок профиля в каждом сечении, перпендикулярном передней кромке, параболой с тем же радиусом, что и у соответствующего профиля. Распределение давления на поверхности параболы цилиндра с учетом сжимаемости газа хорошо определяется с помощью метода Рэля — Янцена [8]. Полная скорость на поверхности цилиндра, отнесенная к скорости набегающего потока, в этом случае дается в работе в приближении до членов порядка $O(M^6)$

$$q = F_0 + \frac{M^2}{\beta^2} F_1 + \left[(\kappa + 1) \frac{F_2}{\beta^4} + F_3 \right] M^4 + O(M^6)$$

$$F_0 = \left(\frac{2x}{2x - \rho} \right)^{1/2} = \sin \frac{1}{2} \theta$$

$$F_1 = -\frac{1}{4} \cos^3 \frac{1}{2} \theta \left[2 \operatorname{tg} \frac{1}{2} \theta - 2 \sin \theta \ln \left(2 \cos \frac{1}{2} \theta \right) + \theta \cos \theta \right]$$

$$F_2 = -\frac{1}{32} \cos^3 \frac{1}{2} \theta \left[4 \operatorname{tg} \frac{1}{2} \theta - 13 \sin \theta - \right]$$

$$\begin{aligned}
 & -4(\sin \theta - 3 \sin 2\theta) \ln \left(2 \cos \frac{1}{2} \theta \right) + 2\theta (\cos \theta - 3 \cos 2\theta) \Big] \\
 & \quad (1) \\
 E_3 = & -\frac{1}{32} \cos^3 \frac{1}{2} \theta \left[\left(\frac{1}{3} \pi^2 - \frac{17}{2} \right) \sin \theta + \frac{1}{6} \pi^2 \sin 2\theta + 7 \sin 2\theta \ln \left(2 \cos \frac{1}{2} \theta \right) - \right. \\
 & -\frac{1}{2} \theta (5 - 12 \cos \theta + 7 \cos 2\theta) + \frac{1}{8} \theta^2 (3 \sin \theta + 8 \sin 2\theta + 3 \sin 3\theta) + \frac{1}{2} (\sin \theta - 4 \sin 2\theta - \\
 & - 3 \sin 3\theta) \ln^2 \left(2 \cos \frac{1}{2} \theta \right) + \frac{\theta}{2} (5 \cos \theta + 8 \cos 2\theta + 3 \cos 3\theta) \ln \left(2 \cos \frac{\theta}{2} \right) - \\
 & \left. - 2(2 \cos \theta + \cos 2\theta) \int_0^{\theta} \ln \left(2 \cos \frac{1}{2} \varphi \right) d\varphi \right] \\
 \beta = & \sqrt{1 - M^2}, \quad \theta = \arccos \left(\frac{\rho - 2x}{\rho + 2x} \right)
 \end{aligned}$$

Здесь x — координата вдоль оси симметрии параболы, отсчитываемая от ее вершины. При использовании зависимости (1) применительно к обтеканию передней кромки крыла полагаем, что $M = M_\infty \cos \chi$. Составное решение для проекции полной скорости на поверхности крыла на нормаль к передней кромке, позволяющее осуществить непрерывный переход от решения около носка крыла к решению в остальной части крыла, полученному по линейной теории, можно определить, воспользовавшись мультипликативным представлением $u = q(u_1 + \cos \chi)$. Здесь u , u_1 — значения скоростей, отнесенные к скорости набегающего потока; u_1 — возмущенная скорость, полученная панельным методом, взятая с поправкой, учитывающей неточное представление интенсивности источников вблизи передних кромок.

Дело в том, что при расчетах панельным методом величины скоростей вблизи передней кромки крыла существенно завышены, это и вызывает необходимость введения поправки. Эту поправку можно определить, сравнивая в области передних кромок крыла решение, полученное панельным методом в пространственном случае, с решением плоской задачи для профиля соответствующего сечения крыла, где поведение погрешности панельного метода по сравнению с точным результатом линейной теории легко определяется.

Распределение давления по поверхности крыла определяется из уравнения Бернулли для изэнтропического течения.

Сравнение составного решения (кривая 2 на фиг. 1), учитывающего влияние затупленных передних кромок, с результатами расчетов по нелинейному численному методу показало удовлетворительное совпадение. Величины волнового сопротивления различаются при этом всего на 4%. Примерно такой же остается точность предлагаемого численного метода в широком диапазоне относительных толщин крыла и намного более высокой, чем точность линейной теории (на фиг. 2 кривая 1 — решение, полученное панельным методом, кривая 2 — составное решение, точки 3 — результаты, полученные нелинейным численным методом [4]). Отметим, что результаты расчетов по нелинейному численному методу подтверждают вывод линейной теории о пропорциональности волнового сопротивления квадрату относительной толщины, хотя сами значения сопротивления даются линейной теорией весьма неточно.

Границы применимости предлагаемого решения по числам M_∞ по крайней мере сравнимы с границами применимости нелинейного метода, используемого для сравнения: с одной стороны, они ограничиваются приближением к звуковой кромке крыла, с другой — областью трансзвукового обтекания крыла. Более определенно область применимости следует найти из сравнения с экспериментом.

Время расчета предлагаемым методом по существу определяется временем расчета крыла по линейной теории.

Авторы выражают глубокую признательность Г. П. Воскресенскому, О. В. Иванову, В. А. Стебунову за предоставление программы нелинейного расчета обтекания крыла и помощь в ее освоении.

ЛИТЕРАТУРА

1. Love E. S. Investigations at supersonic speeds of 22 triangular wings representing two airfoil sections for each of 11 apex angles // NACA Report. 1955. № 1238. 60 p.
2. Аэродинамика частей самолета при больших скоростях // Под ред. Доновэна А. Ф., Лоуренса Г. Р. М.: Изд-во иностр. лит., 1959. 702 с.
3. Johnes R. T. Leading-edge singularities in thin-airfoil theory. // J. Aeronaut. Sci. 1950. V. 17. № 5. P. 307–340.
4. Воскресенский Г. П., Орлова М. Г., Стебунов В. А. Сверхзвуковое невязкое обте-

- кание крыльев при отошедшей ударной волне: Препринт № 152. М.: ИПМ АН СССР им. М. В. Келдыша, 1981, 34 с.
5. Гладков А. А. Расчет аэродинамических характеристик летательного аппарата // Тр. ЦАГИ. 1975. Вып. 1648. С. 116–125.
 6. Тимонин А. С. Расчет аэродинамических характеристик комбинации фюзеляжа с несущим крылом в сверхзвуковом невязком потоке // Тр. ЦАГИ. 1975. Вып. 1699. С. 3–9.
 7. Ван-Дайк М. Методы возмущений в механике жидкости. М.: Мир. 1967. 310 с.
 8. Imai I. Application of the M²-Expansion method to the subsonic flow of a compressible fluid past a parabolic cylinder // Proc. 1-st Japan. Nat. Cong. Appl. Mech., 1951. Tokyo: Nat. Communs Theor. and Appl. Mech. Sci. council. Jap., 1952. P. 349–352.

Москва

Поступила в редакцию:
5.XI.1986г.

УДК 533.6.011.72+539.196

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНСТАНТЫ СКОРОСТИ РЕКОМБИНАЦИИ КИСЛОРОДА С УЧАСТИЕМ АТОМОВ КИСЛОРОДА В КАЧЕСТВЕ ТРЕТЬЕГО ТЕЛА

ЗАБЕЛИНСКИЙ И. Е., ШАТАЛОВ О. П.

Для расчета течений реального высокотемпературного газа необходима количественная информация о константах скорости физико-химических превращений. Вместе с тем даже для таких важных для охлаждающихся потоков реакций, как реакции рекомбинации азота и кислорода, информация о константах скорости бедна или требует уточнений.

В данной работе, являющейся продолжением работы [1], в сверхзвуковом сопле исследована реакция рекомбинации $O+O+M=O_2+M$, где в качестве третьего тела выступают атомы кислорода, $M=O$. Методика эксперимента по существу повторяет описанную в [1]. Эксперимент проводился на ударной трубе с внутренним диаметром 49,3 см, в торце которой установлено плоское клиновидное сопло с полным углом раствора 15° и высотой критического сечения 4 мм. Параметры газа в отраженной ударной волне рассчитывались стандартными методами [2] в соответствии с начальным давлением, составом газа и скоростью волны и были входными параметрами при проведении и обработке эксперимента. Скорость падающей ударной волны измерялась пленочными датчиками с точностью не хуже 0,5%. В стенках сопла на расстояниях 46 и 126 мм от критического сечения были установлены пьезоэлектрические датчики давления. Одновременно на расстоянии 73 мм от критического сечения измерялось поглощение потоком кислорода зондирующего пучка излучения с длиной волны 230 и 300 нм.

В отличие от [1] эксперименты выполнялись в смесях, содержащих 25% $O_2+75\% Ar$, в области скоростей ударных волн $V=2195-2747$ м/с, что соответствовало от 70 до 100% степени диссоциации кислорода на входе в сопло и позволило исследовать рекомбинацию для случая $M=O$.

Измеренные в эксперименте значения давления и поглощательной способности рекомбинирующего газа сравнивались с результатами расчета этих величин, выполненного с использованием пробных значений искомой константы скорости рекомбинации k_r ($M=O$). Использованная для этого программа расчета описана в [1, 2].

При обработке эксперимента учитывались также реакции рекомбинации кислорода с $M=Ar$ и $M=O_2$, при этом в качестве констант скорости для реакции рекомбинации кислорода с $M=Ar$ использовалась рекомендация [3], опирающаяся на экспериментальные результаты [4], а в случае $M=O_2$ — верхняя граница рекомендации [5], нашедшая удовлетворительное подтверждение в экспериментах [1]

$$M=Ar: k_r = 1,9 \cdot 10^{13} \exp(900/T) \text{ см}^6/\text{моль}^2 \cdot \text{с} \quad (1)$$

$$M=O_2: k_r = 1,5 \cdot 10^{16} T^{-0,41} \text{ см}^6/\text{моль}^2 \cdot \text{с} \quad (2)$$

В процессе обработки эксперимента пробная константа скорости рекомбинации варьировалась до тех пор, пока не достигалось совпадение полученных в расчете и измеренных в эксперименте характеристик газа. Подобранные с помощью этой процедуры значения константы скорости рекомбинации кислорода k_r ($M=O$) в области температур $T=1190-2650$ К представлены точками на фигуре. Здесь же представлены немногочисленные имеющиеся в литературе данные об этой константе, полученные другими авторами и взятые преимущественно из обзора [3]: 1 — результаты данной работы, 2 — значения k_r ($M=O$), взятые из обзора [3]; 3 — рекомендация работы [6]; 4 — экспериментальный результат [7]. Для сравнения на этой же фигуре (кривая 5) представлена константа скорости рекомбинации кислорода для случая $M=O_2$ (зависимость (2)). Если полученные экспериментальные результаты для