

УДК 533.6.011.55

© 1992 г. Г. Г. СКИБА, В. М. ЮРОВ

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ КОЭФФИЦИЕНТОВ АСИММЕТРИЧНЫХ ТЕЛ С УЧЕТОМ НЕЛИНЕЙНЫХ ФАКТОРОВ ВЛИЯНИЯ ФОРМЫ ТЕЛА

Предлагаемый численный метод позволяет определять аэродинамические коэффициенты асимметричных тел достаточно произвольной формы (в том числе и с изломами поперечного контура) при малых пространственных углах атаки. Метод обеспечивает аэродинамически обоснованный переход от трехмерной системы уравнений газовой динамики к двумерным, что значительно упрощает задачу и на порядок уменьшает затраты времени расчета на ЭВМ. Метод учитывает нелинейные факторы влияния формы тела на коэффициенты, что существенно повышает точность расчетов. Работоспособность и точность метода демонстрируется путем сравнения результатов расчетов с результатами численного решения трехмерной задачи.

1. Рассматривается обтекание асимметричного тела с достаточно произвольной формой поперечных сечений типа квадрата, эллипса, треугольника, сочетания круга и эллипса и т. д. сверхзвуковым потоком невязкого нетеплопроводного газа. Введена декартова система координат XYZ (фиг. 1), которой соответствует цилиндрическая система координат $xr\varphi$, используемая при численном интегрировании системы уравнений газовой динамики.

Поверхность асимметричного тела в цилиндрической системе координат задается уравнением $r=G(x, \varphi)$. В общем случае функция $G(x, \varphi)$ по φ разрывна. Не снижая общности метода, будем считать, что тело имеет плоскость симметрии XY . Положение вектора скорости набегающего потока V_∞ определяется малым пространственным углом атаки α и углом φ между плоскостью симметрии тела и плоскостью угла атаки.

Представим периодическую по φ функцию $G(x, \varphi)$ рядом Фурье

$$G(x, \varphi) = b_0(x) + \sum_{n=1}^{\infty} b_n(x) \cos n\varphi$$

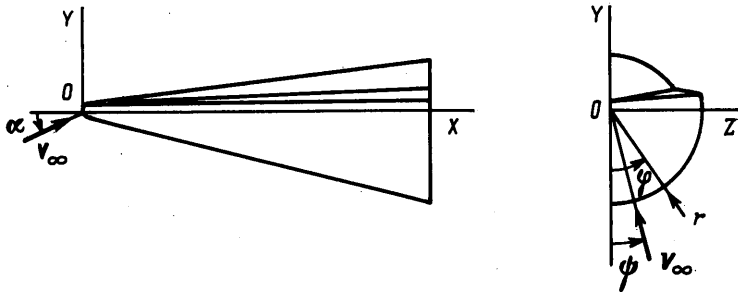
Если ввести теперь малый параметр асимметрии формы тела ε так, что

$$G(x, \varphi) = b_0(x) + \varepsilon \sum_{n=1}^{\infty} b_n^\varepsilon(x) \cos n\varphi \quad (1.1)$$

и провести линеаризацию системы уравнений газовой динамики по ε и α , то приходим к линейному методу аэродинамической эквивалентности [1].

В этом частном случае исходному телу аэродинамически эквивалентно другое тело, уравнение поверхности которого

$$G^*(x, \varphi) = b_0(x) + b_1(x) \cos n\varphi$$



Фиг. 1

В соответствии с [1] имеют место следующие выражения для аэродинамических коэффициентов, удобные для практического использования:

$$\begin{aligned}
 C_x &= C_x^\circ [b_0(x)] \\
 C_y &= \varepsilon C_y^\varepsilon [b_0(x), b_1^\varepsilon(x)] + \alpha C_y^\alpha [b_0(x)] \cos \psi \\
 C_z &= -\alpha C_z^\alpha [b_0(x)] \sin \psi, \quad m_x = 0 \\
 m_y &= \alpha m_z^\alpha [b_0(x)] \sin \psi \\
 m_z &= \varepsilon m_z^\varepsilon [b_0(x), b_1^\varepsilon(x)] + \alpha m_z^\alpha [b_0(x)] \cos \psi
 \end{aligned}
 \tag{1.2}$$

Однако в такой постановке, как видно из равенства (1.2), на аэродинамические коэффициенты оказывают влияние только первые два коэффициента Фурье: b_0 и b_1 , а коэффициенты C_x и m_x вообще не зависят ни от угла атаки, ни от параметра асимметрии. В то же время результаты расчетов коэффициентов асимметричных тел более точными методами [2] показывают существенную их зависимость, особенно C_x и m_x , от неучтенных членов разложений. Поэтому очевиден интерес к учету влияния коэффициентов b_n при $n > 1$ на C и m при сохранении удобств данной структуры. Это можно сделать, оставляя в интегральных выражениях для аэродинамических коэффициентов члены, содержащие малые параметры не только 1-го порядка, но и 2-го, с одновременным сохранением только линейных разложений давления.

2. Уравнение поверхности тела представляется в форме (1.1). Будем рассматривать решение задачи в виде линейного разложения по малым параметрам ε и α вектора газодинамических функций $X = \{u, v, w, p, \rho\}$

$$X = X_0 + \varepsilon X^\varepsilon + \alpha X^\alpha$$

где u, v, w, p, ρ — соответственно проекции вектора скорости на оси цилиндрической системы координат, давление и плотность газа в произвольной точке возмущенной области. Соответствующее представление будет иметь место и для радиуса головной ударной волны $r_b = r_b(x, \varphi)$.

Представим периодические по φ функции X^ε и X^α рядами Фурье по окружной координате φ . Используя свойства четности по φ векторной функции $Y = \{u, v, p, \rho, r_b\}$ и нечетности скалярной функции w , вытекающих из симметрии задачи относительно плоскости $\varphi = 0$ (для задачи по определению функций с индексами ε) и плоскости $(\varphi + \psi)$ (для задачи по определению функций с индексами α), можем записать следующие разложения Y и w :

$$Y = Y_0 + \varepsilon \sum_{n=1}^{\infty} Y_n^\varepsilon \cos n\varphi + \alpha \sum_{n=1}^{\infty} Y_n^\alpha \cos n(\varphi + \psi)
 \tag{2.1}$$

$$w = \varepsilon \sum_{n=1}^{\infty} w_n^\varepsilon \sin n\varphi + \alpha \sum_{n=1}^{\infty} w_n^\alpha \sin n(\varphi + \psi)$$

Подставляя сумму (1.1) и аналогичные представления для искомым газодинамических функций (2.1) в граничные условия и исходную трехмерную систему уравнений газовой динамики [3], можно получить двумерные системы уравнений: одну нелинейную систему и граничные условия для определения функций с индексами 0 и два бесконечных ряда линейных систем для определения функций с индексами ε и α . При этом функции X_n^ε и X_n^α не зависят друг от друга, а зависят только от функции X_0 .

Для численного решения уравнений существенно исключить из разложений (1.1) и (2.1) слагаемые, заведомо равные нулю и не оказывающие влияния на аэродинамические коэффициенты.

Проведенный анализ линейных систем уравнений для функций с индексами α с соответствующими граничными условиями показывает, что функции X_n^α при $n > 1$ равны нулю, т. е. из всех X_n^α необходимо определить только X_1^α . Накопленный опыт численных расчетов дает основание утверждать, что для достаточно большого многообразия форм значения аэродинамических коэффициентов определяются с высокой точностью при учете только нескольких первых, не равных нулю коэффициентов Фурье b_n^ε и X_n^ε .

Поэтому вектор искомым функций и уравнение поверхности тела можно представить в виде

$$Y = Y_0 + \varepsilon \sum_{n=1}^N Y_n^\varepsilon \cos n\varphi + \alpha Y_1^\alpha \cos(\varphi + \psi) \quad (2.2)$$

$$r = G(x, \varphi) \simeq b_0 + \varepsilon \sum_{n=1}^N b_n^\varepsilon \cos n\varphi$$

где N — число, значение которого зависит от требуемой точности определения коэффициентов и от формы тела. Обычно $N = 2 \dots 4$.

Подстановка разложений (2.2) для $G(x, \varphi)$ и давления p в общие интегральные соотношения для аэродинамических коэффициентов приводит к следующей структуре аэродинамических характеристик:

$$C_x = C_x^0 + \varepsilon \alpha C_x^{\varepsilon\alpha} \cos \psi + \varepsilon^2 \sum_{n=1}^N C_{xn}^{\varepsilon\varepsilon}$$

$$C_y = \varepsilon C_y^\varepsilon + \alpha (C_y^\alpha - \varepsilon C_y^{\varepsilon\alpha}) \cos \psi + \varepsilon^2 \sum_{n=1}^N C_{yn}^{\varepsilon\varepsilon}$$

$$C_z = -\alpha (C_y^\alpha + \varepsilon C_y^{\varepsilon\alpha}) \sin \psi \quad (2.3)$$

$$m_x = \varepsilon \alpha m_x^{\varepsilon\alpha} \sin \psi$$

$$m_y = \alpha (m_z^\alpha + \varepsilon m_z^{\varepsilon\alpha}) \sin \psi$$

$$m_z = \varepsilon m_z^\varepsilon + \alpha (m_z^\alpha - \varepsilon m_z^{\varepsilon\alpha}) \cos \psi + \varepsilon^2 \sum_{n=1}^N m_{zn}^{\varepsilon\varepsilon}$$

Расчетные выражения для членов правых частей (2.3) имеют вид

$$\begin{aligned}
 C_x^{\circ} &= \frac{2\pi}{qS} \int_0^l p_0 b_0 \frac{db_0}{dx} dx, & C_y^{\circ} &= \frac{\pi}{qS} \int_0^l p_1^{\circ} b_0 dx \\
 C_x^{\circ\alpha} &= \frac{\pi}{qS} \int_0^l p_1^{\circ} \left(b_0 \frac{db_1^{\circ}}{dx} + b_1^{\circ} \frac{db_0}{dx} \right) dx \\
 C_{x_n}^{\circ\alpha} &= \frac{\pi}{qS} \int_0^l \left[b_0 \left(p_n^{\circ} + \frac{\partial p_0}{\partial r} b_n^{\circ} \right) \frac{db_n^{\circ}}{dx} + p_0 b_n^{\circ} \frac{db_n^{\circ}}{dx} + \right. \\
 &\quad \left. + \frac{db_0}{dx} \left(p_n^{\circ} + \frac{\partial p_0}{\partial r} b_n^{\circ} \right) b_n^{\circ} \right] dx \\
 C_y^{\circ} &= \frac{\pi}{qS} \int_0^l \left(p_1^{\circ} + \frac{\partial p_0}{\partial r} b_1^{\circ} \right) b_0 dx, & C_y^{\circ\alpha} &= \frac{\pi}{2qS} \int_0^l p_1^{\circ} b_2^{\circ} dx \\
 C_{y_n}^{\circ\alpha} &= \frac{\pi}{2qS} \int_0^l n \left(p_n^{\circ} + \frac{\partial p_0}{\partial r} b_n^{\circ} \right) (b_{n-1}^{\circ} - b_{n+1}^{\circ}) dx \\
 m_x^{\circ\alpha} &= \frac{\pi}{qSl} \int_0^l p_1^{\circ} b_0 b_1^{\circ} dx, & m_z^{\circ} &= \frac{\pi}{qSl} \int_0^l p_1^{\circ} \left(x + b_0 \frac{db_0}{dx} \right) b_0 dx \\
 m_z^{\circ} &= \frac{\pi}{qSl} \int_0^l \left[\left(p_1^{\circ} + \frac{\partial p_0}{\partial r} b_1^{\circ} \right) \left(x + b_0 \frac{db_0}{dx} \right) b_0 + \right. \\
 &\quad \left. + p_0 b_0 \left(b_0 \frac{db_1^{\circ}}{dx} + 2b_1^{\circ} \frac{db_0}{dx} \right) \right] dx \\
 m_z^{\circ\alpha} &= \frac{\pi}{qSl} \int_0^l p_1^{\circ} \left[\left(\frac{db_0}{dx} b_2^{\circ} + \frac{b_0}{2} \frac{db_2^{\circ}}{dx} \right) b_0 - \frac{x b_2^{\circ}}{2} \right] dx \\
 m_{z_n}^{\circ\alpha} &= \frac{\pi}{qSl} \int_0^l \left\{ \left(p_n^{\circ} + \frac{\partial p_0}{\partial r} b_n^{\circ} \right) \left[\frac{nx}{2} (b_{n-1}^{\circ} - b_{n+1}^{\circ}) + b_0 \frac{db_0}{dx} (b_{n-1}^{\circ} + b_{n+1}^{\circ}) + \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. + \frac{b_0^2}{2} \left(\frac{db_{n-1}^{\circ}}{dx} + \frac{db_{n+1}^{\circ}}{dx} \right) \right] + b_0 p_0 b_n^{\circ} \left(\frac{db_{n+1}^{\circ}}{dx} + \frac{db_{n-1}^{\circ}}{dx} \right) + p_0 b_n^{\circ} b_{n+1}^{\circ} \frac{db_0}{dx} \right\} dx \\
 b_0^{\circ} &= 0, & b_{N+1}^{\circ} &= 0, & \frac{db_0^{\circ}}{dx} &= 0, & \frac{db_{N+1}^{\circ}}{dx} &= 0
 \end{aligned}
 \tag{2.4}$$

При определении аэродинамических коэффициентов интегрирование проводится по поверхности эквивалентного тела с уравнением $r=b_0(x)$. Поэтому в приведенных формулах для $C_x^{\circ\alpha}$, C_y° , $C_y^{\circ\alpha}$, m_z° , $m_z^{\circ\alpha}$ включены добавочные члены вида $(\partial p_0/\partial r) b_n^{\circ}$, учитывающие снос давления с поверхности тела исходной формы на поверхность аэродинамически эквивалентного тела.

В формулах (2.3) члены 3-го и 4-го порядков не учитывались ввиду их малости (в C_x , m_x , m_y , m_z). Полученная структура весьма удобна для прак-

тического использования, поскольку коэффициенты в явном виде зависят от углов α и ψ и параметра ε .

3. Системы уравнений, которые необходимо решить для определения коэффициентов, представим в матричном виде (на примере совершенного газа)

$$\begin{aligned}
 & A_0 \frac{\partial X_0}{\partial x} + B_0 \frac{\partial X_0}{\partial \xi} + D_0 = 0 \\
 & A_1^\alpha \frac{\partial X_1^\alpha}{\partial x} + B_1^\alpha \frac{\partial X_1^\alpha}{\partial \xi} + A_1^\alpha \frac{\partial X_0}{\partial x} + B_1^\alpha \frac{\partial X_0}{\partial \xi} + G_1^\alpha = 0 \\
 & A_n^\varepsilon \frac{\partial X_n^\varepsilon}{\partial x} + B_n^\varepsilon \frac{\partial X_n^\varepsilon}{\partial \xi} + A_n^\varepsilon \frac{\partial X_0}{\partial x} + B_n^\varepsilon \frac{\partial X_0}{\partial \xi} + G_n^\varepsilon = 0
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

$$\xi = \frac{(r-b_0)}{(r_0^\circ - b_0)}, \quad B_0 = \frac{\partial \xi}{\partial x} A_0 + \frac{\partial \xi}{\partial r} C_0$$

$$B_1^\alpha = \frac{\partial \xi}{\partial x} A_1^\alpha + \frac{\partial \xi}{\partial r} C_1^\alpha, \quad B_n^\varepsilon = \frac{\partial \xi}{\partial x} A_n^\varepsilon + \frac{\partial \xi}{\partial r} C_n^\varepsilon$$

$$A_0 = \begin{vmatrix} u_0 & 0 & 0 & 0 & 1/\rho_0 \\ 0 & u_0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & u_0 & 0 & 0 \\ \rho_0 & 0 & 0 & u_0 & 0 \\ \kappa p_0 & 0 & 0 & 0 & u_0 \end{vmatrix}, \quad A_n^\varepsilon = \begin{vmatrix} u_n^\varepsilon & 0 & 0 & 0 & -\rho_n^\varepsilon/\rho_0^2 \\ 0 & u_n^\varepsilon & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & u_n^\varepsilon & 0 & 0 \\ \rho_n^\varepsilon & 0 & 0 & u_n^\varepsilon & 0 \\ \kappa p_n^\varepsilon & 0 & 0 & 0 & u_n^\varepsilon \end{vmatrix}$$

$$C_0 = \begin{vmatrix} v_0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & v_0 & 0 & 0 & 1/\rho_0 \\ 0 & 0 & v_0 & 0 & 0 \\ 0 & \rho_0 & 0 & v_0 & 0 \\ 0 & \kappa p_0 & 0 & 0 & v_0 \end{vmatrix}, \quad C_n^\varepsilon = \begin{vmatrix} v_n^\varepsilon & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & v_n^\varepsilon & 0 & 0 & -\rho_n^\varepsilon/\rho_0^2 \\ 0 & 0 & v_n^\varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & \rho_n^\varepsilon & 0 & v_n^\varepsilon & 0 \\ 0 & \kappa p_n^\varepsilon & 0 & 0 & v_n^\varepsilon \end{vmatrix}$$

$$G_n^\varepsilon = \frac{1}{r} \begin{vmatrix} 0 \\ 0 \\ -\frac{n}{\rho_0} p_n^\varepsilon + v_0 w_n^\varepsilon \\ n \rho_0 w_n^\varepsilon + \rho_0 v_n^\varepsilon + \rho_n^\varepsilon v_0 \\ n \kappa r_0 w_n^\varepsilon + \kappa r_0 v_n^\varepsilon + \kappa r p_n^\varepsilon v_0 \end{vmatrix}, \quad D_0 = \frac{1}{r} \begin{vmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ \rho_0 v_0 \\ \kappa r_0 v_0 \end{vmatrix}$$

Здесь A_1^α , C_1^α , G_1^α — соответственно матрицы вида A_n^ε , C_n^ε , G_n^ε ; κ — отношение теплоемкостей.

Граничные условия на поверхности тела, заданной функцией $r = G(x, \varphi)$, с учетом сноса на поверхность тела, заданной функцией $r = b_0(x)$, запишутся в следующем виде:

$$\begin{aligned}
 & \mu_0 X_0 = 0, \quad \mu_0 X_n^\varepsilon = g_n^\varepsilon, \quad \mu_0 X_1^\alpha = 0 \\
 & \mu_0 = \left\| \frac{db_0}{dx}, -1, 0, 0, 0 \right\| \\
 & g_n^\varepsilon = \left(\frac{\partial v_0}{\partial \xi} - \frac{\partial u_0}{\partial \xi} \frac{db_0}{dx} \right) \frac{b_n^\varepsilon}{r_0^\circ - b_0} - u_0 \frac{db_n^\varepsilon}{dx}
 \end{aligned}$$

Аналогичным образом рассматриваются и граничные условия на поверхности головной ударной волны. Системы уравнений и граничные условия представлены в безразмерном виде. В результате решения системы

уравнений (3.1) с соответствующими граничными условиями должны быть определены аэродинамические характеристики в правых частях (2.3).

С целью сокращения затрат времени счета на ЭВМ для каждой конкретной формы тела рекомендуется проводить предварительный анализ значений b_n и устанавливать конкретную структуру аэродинамических коэффициентов. Например, для тела с квадратным поперечным сечением вследствие того, что отличны от нуля только коэффициенты b_0, b_1, b_2, \dots можно сразу, не решая газодинамическую задачу, в соответствии с (2.4) утверждать, что коэффициенты $C_x^{\epsilon\alpha}, C_y^{\epsilon}, C_y^{\epsilon\alpha}, m_x^{\epsilon\alpha}, m_z^{\epsilon}, m_z^{\epsilon\alpha}, C_{y_n}^{\epsilon\epsilon}, m_{z_n}^{\epsilon\epsilon}$ равны нулю.

Тогда имеем

$$C_x = C_x^0 + \epsilon^2 \sum_{n=1}^N C_{x_n}^{\epsilon\epsilon}, \quad C_y = \alpha C_y^{\alpha} \cos \psi$$

$$C_z = -\alpha C_y^{\alpha} \sin \psi, \quad m_x = 0$$

$$m_y = \alpha m_z^{\alpha} \sin \psi, \quad m_z = \alpha m_z^{\alpha} \cos \psi$$

Определению подлежат четыре коэффициента. Для этого достаточно проинтегрировать три двумерные газодинамические системы уравнений для функций с индексами 0, α и ϵ при $n=N=4$. Для оценки точности полученных результатов можно затем провести повторное решение системы уравнений для функций с индексами ϵ при $N=8$ ($n=4,8$).

Следует отметить, что предлагаемый метод благодаря своей универсальности позволяет проводить оценки коэффициентов, вообще не решая газодинамической задачи, на основе предварительно полученных справочных материалов [4]. Необходимо также обратить внимание на коэффициенты с индексами $\epsilon\alpha$. При любых N они зависят только от b_0, b_1 и b_2 . Причем для их определения не требуется решений газодинамических систем уравнений с индексами ϵ и $\epsilon\alpha$, достаточно решения только системы с индексами α .

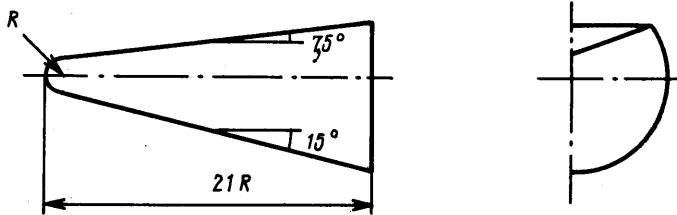
Поставленная задача была реализована на ЭВМ с использованием метода сеток [3] в области x -гиперболичности систем. Начальные данные в окрестности сферического притупления находились методом установления [5].

4. Для проверки работоспособности и точности метода были проведены расчеты ряда асимметричных тел. Для одного из таких тел (см. фиг. 2) в табл. 1 и 2 приводятся результаты расчетов при числе Маха $M=4$.

Данные, представленные в табл. 1, получены предлагаемым методом для условия $\alpha=7,5^\circ$ и показывают влияние числа N на значения аэродинамических коэффициентов и точность их определения. Для рассматриваемого тела коэффициенты b_n не равны нулю, причем даже могут возрастать по модулю (например, $|b_5| > |b_4|$). Несмотря на это (табл. 1) значения аэродинамических коэффициентов при $N > 2$ практически не зависят от N . Другими словами, коэффициенты асимметричного тела зависят в основном только от первых двух, не равных нулю b_n (в данном примере это b_1 и b_2).

Поскольку количество b_n , которые необходимо учитывать при вычислении аэродинамических коэффициентов, как правило, равно двум, то соответственно и число решаемых двумерных систем уравнений также незначительно (четыре системы). В результате машинное время счета на ЭВМ предлагаемым методом оказывается на порядок меньше, чем методами, основанными на решении трехмерных систем уравнений.

В табл. 2 представлены значения аэродинамических коэффициентов, полученные различными методами. Результаты, найденные точным методом (трехмерная задача) рассматриваются как эталонные (точность определе-



Фиг. 2

ния в рамках выбранной модели в пределах 1%). С ними сравниваются результаты, полученные линейным методом аэродинамической эквивалентности и предлагаемым в работе.

Предлагаемый метод позволяет существенно повысить точность определения коэффициентов по сравнению с линейным методом аэродинамической эквивалентности. В частности, для рассматриваемого тела точность определения C_x повышается на порядок, а точность определения C_y и m_z при достаточно больших углах атаки — почти в 2 раза. Повышение точности достигается вследствие учета дополнительных членов в выражениях для коэффициентов (членов с индексами $\alpha\epsilon$ и $\epsilon\epsilon$), учитывающих нелинейные факторы влияния на них формы тела. Некоторое снижение точности метода при $\alpha=7,5^\circ$ по сравнению с точностью при $\alpha=0^\circ$ обусловлено, по-видимому, тем, что при больших углах атаки необходимо учитывать нелинейные факторы влияния не только формы тела, но и угла атаки (особенно при больших числах M).

Проведенные расчеты показывают также довольно высокую точность вычисления коэффициентов асимметричных тел и при $\psi \neq 0$. Так, например, для представленного на фиг. 2 тела при $\alpha=2^\circ$ и $\psi=90^\circ$ предлагаемым методом получены следующие значения: $C_x=0,157$, $C_y=0,099$, $C_z=-0,059$, $m_x=0,0020$, $m_y=0,038$, $m_z=0,0725$. Значения этих же коэффициентов, полученные в результате решения трехмерной задачи при $N=1$, равны: $C_x=0,154$, $C_y=0,098$, $C_z=-0,061$, $m_x=0,0018$, $m_y=0,038$, $m_z=0,070$.

Таблица 1

N	0	1	2	3	4	5
C_x	0,1406	0,1736	0,1783	0,1792	0,1792	0,1792
C_y	0,2312	0,3361	0,3445	0,3432	0,3434	0,3433
m_z	0,1478	0,2218	0,2234	0,2258	0,2259	0,2259
$\Delta C_x, \%$	21,5	3,01	0,50	0	0	0
$\Delta C_y, \%$	32,6	2,09	0,35	0,03	0,00	0,00
$\Delta m_z, \%$	34,6	1,81	1,11	0,00	0,00	0,00

Таблица 2

Метод	$\alpha=0$			$\alpha=7,5$		
	C_x	C_y	m_z	C_x	C_y	m_z
Точный метод [2]	0,1564	0,1029	0,0723	0,1833	0,3584	0,2350
Линейный метод АЭ	0,1406	0,0991	0,0715	0,1406	0,3303	0,2193
Расхождение, %	10,1	3,7	1,1	23,3	7,8	6,7
Предлагаемый метод	0,1576	0,0991	0,0714	0,1792	0,3433	0,2259
Расхождение, %	0,77	3,7	1,1	2,2	4,1	3,9

Таким образом, приведенные результаты расчетов свидетельствуют о высокой работоспособности и точности метода.

Во всех представленных результатах значения коэффициентов m_y , m_z определены относительно центра сферического притупления тела. Характерная площадь S соответствует донному срезу тела. Характерный размер l — длина тела в радиусах сферического притупления.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Скиба Г. Г., Федотов Б. Н. Метод расчета аэродинамических коэффициентов некоторых объемных тел с произвольным поперечным сечением // Изв. АН СССР. МЖГ. 1977. № 6. С. 92–98.
2. Скиба Г. Г., Царьков А. Н. Применение метода аэродинамической эквивалентности при определении и анализе аэродинамических коэффициентов асимметричных тел // Изв. АН СССР. МЖГ. 1986. № 1. С. 98–105.
3. Бабенко К. И., Воскресенский Г. П., Любимов А. Н., Русанов В. В. Пространственное обтекание гладких тел идеальным газом. М.: Наука, 1964. 505 с.
4. Скиба Г. Г. Математические методы газовой динамики. М.: МО СССР, 1988. 148 с.
5. Любимов А. Н., Русанов В. В. Течения газа около тупых тел. М.: Наука, 1970. 288 с.

Москва

Поступила в редакцию
18.VII.1990