

УДК 533.6.013.12+629.782.015

© 2002 г. В.Н. ГОЛУБКИН, Г.Н. ДУДИН, Р.Я. ТУГАЗАКОВ

ОБТЕКАНИЕ И АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТРЕУГОЛЬНОГО КРЫЛА С ИЗЛОМОМ ПОВЕРХНОСТИ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ГАЗА

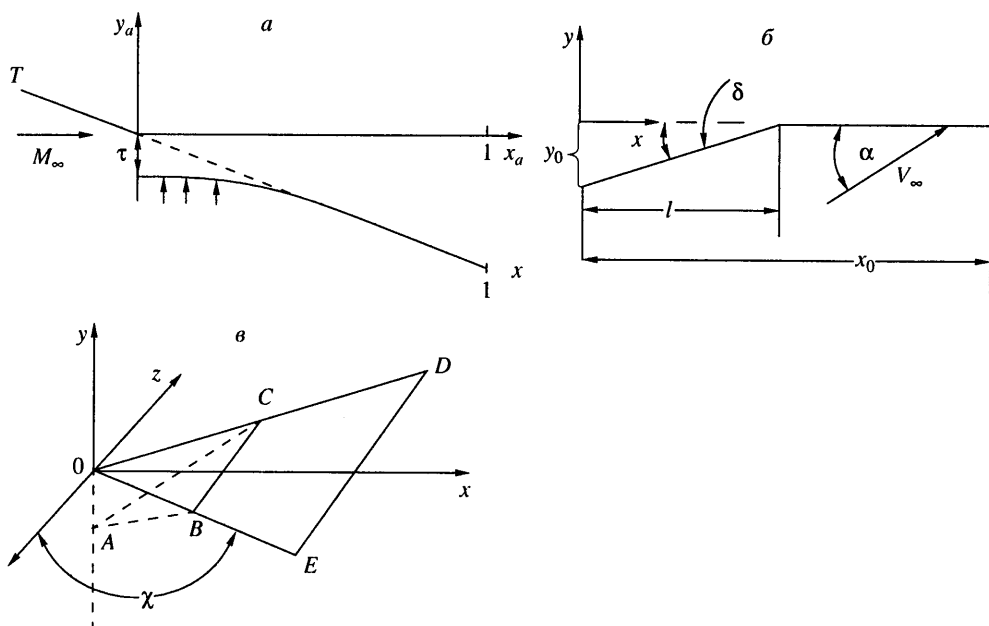
С использованием приближенных аналитических оценок и численных расчетов изучены обтекание, а также локальные и интегральные аэродинамические характеристики треугольного крыла с изломом поверхности в сверхзвуковом потоке газа. Рассмотрены режимы течения с присоединенной ударной волной на передних кромках. Получено, что при $M = 4-6$ и угле атаки α до 6° происходит увеличение качества крыла до 10% за счет отгиба в низ его носовой части. Это подтверждают результаты, полученные ранее в гиперзвуковом приближении тонкого ударного слоя. Расчеты уравнений Навье – Стокса также показали наличие этого эффекта.

В аэродинамике летательных аппаратов интенсивно изучаются нелинейные эффекты, возникающие на крыльях и других элементах самолета в результате установки на них специальных концевых устройств. К этому классу задач относится исследование влияния деформации кромок крыла в продольном и поперечном его сечениях как для улучшения аэродинамических характеристик крыла, так и для нахождения оптимальных форм несущих тел. Такие исследования приведены для конических течений в [1–2], когда излом поверхности крыла проходил по лучу. В гиперзвуковом приближении задача о деформации крыла изучена для тонких крыльев и несущих тел малого удлинения в [3–4].

В настоящей работе исследуется обтекание сверхзвуковым потоком газа треугольного крыла, имеющего излом носовой части в поперечном направлении к вектору невозмущенного потока. Для плоского крыла это сводится к обтеканию треугольной носовой части и примыкающей к ней основной части крыла в виде трапеции. При этом углы атаки для носовой и основной частей крыла могут существенно различаться. Тогда для достаточно больших скоростей и углов атаки влияние потока за носовой частью крыла на основную часть (хвостовое оперение) будет существенно нелинейным. На нижней поверхности носовой и основной частей крыла образуются ударные волны, в результате взаимодействия которых формируются одна более мощная ударная волна, волна разрежения и контактная поверхность. В зависимости от того, под каким углом волна разрежения падает на основную поверхность крыла, определяются в задаче подъемная сила крыла и его моментные характеристики.

Влияние указанного нелинейного эффекта на аэродинамические характеристики крыла изучается при его деформации как аналитическим методом для пластины, так и численным методом в рамках уравнений Эйлера для треугольного крыла.

Учет влияния вязкости значительно усложняет картину обтекания летательного аппарата. На поверхности крыла образуется пространственный пограничный слой и, следовательно, возникает сопротивление, обусловленное трением. Кроме того, возникающий пограничный слой в общем случае взаимодействует с внешним невязким потоком, что может приводить к изменению распределения давления во всей области



Фиг. 1. Общий вид деформаций пластины (а), (б) и треугольного крыла (в)

возмущенного течения. Следует отметить, что его влияние зависит от величины параметра гиперзвукового взаимодействия [5, 6], причем характер течения на подветренной и наветренной сторонах крыла может оказаться существенно различным.

Здесь рассматривается режим обтекания, при котором гиперзвуковой параметр взаимодействия, вычисленный по параметрам набегающего потока и длине крыла, является достаточно малым и, следовательно, на основной части крыла реализуется режим слабого взаимодействия. Заметим, что при подходе к вершине крыла и его передним кромкам режим вязко-невязкого взаимодействия изменяется и становится сначала умеренным, а затем сильным.

1. С целью выяснения принципиальной возможности увеличения аэродинамического качества за счет отгиба поверхности крыла при сверхзвуковых скоростях рассмотрим аэродинамические характеристики пластины. Исходная конфигурация – плоская пластина единичной длины под углом атаки α . Пусть она слабо изогнута по параболическому закону так, что отклонение носка вниз $\tau \leq 1$ (фиг. 1, а)

$$y_w = -\tau(1-x)^2$$

Полагая угол атаки малым $\alpha \leq 1$, применим линеаризованную теорию. Форма обтекаемой поверхности в поточной системе координат

$$y_{aw} = -\alpha x - \tau(1-x)^2$$

Согласно формулам Аккерета, коэффициенты волнового сопротивления и подъемной силы суть

$$C_x = \frac{4}{\sqrt{M_\infty^2 - 1}} \int_0^1 y'_{aw}(x) dx = \frac{4}{\sqrt{M_\infty^2 - 1}} (\alpha^2 - 2\alpha\tau + 4/3\tau^2)$$

$$C_y = \frac{4}{\sqrt{M_\infty^2 - 1}} (\alpha - \tau)$$

Аэродинамическое качество $K = C_y/C_x$ и его производная есть

$$\frac{dK}{d\tau} = \frac{4/3\tau^2 - 8/3\alpha\tau + \alpha^2}{C_x^2}$$

Из условия $K'_\tau = 0$ определим, что K имеет максимум при $\tau = \alpha/2$. Причем $C_y(\tau = \alpha/2) = C_y^\circ/2$, $C_x(\tau = \alpha/2) = C_x^\circ/3$, где C_y° и C_x° – коэффициенты подъемной силы и сопротивления плоской пластины под углом атаки α . В результате аэродинамическое качество возрастает в 1.5 раза.

В рассмотренном случае отгиб пластины происходит вдоль всей ее поверхности (фиг. 1, а). Аналогичные оценки можно сделать для пластины, имеющей излом поверхности на расстоянии l от носка (фиг. 1, б), где угол излома δ определяется отношением $\delta = y_0/l$. Величина качества в данном варианте равна

$$K = \frac{\alpha - y_0}{\alpha^2 + y_0(y_0 l^{-1} - 2\alpha)}$$

Тогда для фиксированной величины l максимальная величина качества K_{\max} реализуется при $y_0 = \alpha(1 - (1-l)^{1/2})$. В частности, при $l = 0.5$ и 0.9 получаем $K = 1.22K_0$ и $2.08K_0$, где $K_0 = C_y^\circ/C_x^\circ$. Сильное увеличение величины качества при l , стремящемся к единице, объясняется тем, что в этом случае фактически происходит обтекание передней части крыла с углом атаки $\alpha_1 = \alpha - \delta$. Так, для плоского треугольного крыла, установленного под углом $\alpha = 5^\circ$, при угле $\delta = 3^\circ$ (фиг. 1, в) для произвольных углов стреловидности и чисел Маха смещение линии излома к задней кромке крыла ведет к увеличению K от 11.43 до 28.64, что соответствует его изменению при уменьшении угла α от 5 до 2° . Этот результат подтверждают и данные численного моделирования в разд. 3.

Оценки, представленные выше, верны и для конечных углов атаки. Так, в рамках метода линеаризованных характеристик продольная T и нормальная N силы крыла с малым отгибом поверхности представляются в виде разложений

$$T = \tau T_1 + \dots, N = N_0 + \tau N_1 + \dots, N_0 > 0$$

Подставляя это в формулу для качества

$$K = \frac{N \cos \alpha - T \sin \alpha}{N \sin \alpha + T \cos \alpha}$$

получим разложение, в котором поправка первого приближения характеризует главный эффект отгиба

$$K = \text{ctg } \alpha - \tau T_1 N_0^{-1} \sin^{-2} \alpha$$

Видно, что можно повысить качество за счет отгиба поверхности, если $T_1 < 0$. При этом на отогнутой части пластины возникает сила тяги. Этот эффект, следовательно, нелинеен. Он реализован в [3–4] при оптимизации пространственных крыльев малого удлинения в гиперзвуковом приближении тонкого ударного слоя.

В связи с этим представляет интерес исследовать влияние отклонения поверхности крыла в точной нелинейной постановке. Ниже для этого проведены систематические численные расчеты уравнений Эйлера и выборочные варианты уравнений Навье – Стокса. Для простоты рассматривается отклонение носовой части треугольного крыла вниз на постоянный угол с изломом поверхности.

2. Для исследования нестационарных и стационарных трехмерных течений сжимаемого газа используются уравнения Навье – Стокса, записанные в консервативной форме

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla (\rho \mathbf{V}) &= 0 \\ \frac{\partial (\rho \mathbf{V})}{\partial t} + \nabla (\rho \mathbf{V} \mathbf{V} - \boldsymbol{\tau}_1) &= 0 \\ \frac{\partial (\rho e)}{\partial t} + \nabla (\rho e \mathbf{V} - \mathbf{V} \boldsymbol{\tau}_1 + \mathbf{q}) &= 0 \\ \mathbf{q} &= -k_1 \nabla T, \quad \boldsymbol{\tau}_1 = -P \mathbf{I} + \mu \text{Def} \mathbf{V} \\ e &= \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2 + w^2) + P(\gamma - 1) \end{aligned} \quad (2.1)$$

Здесь \mathbf{q} – вектор потока тепла, $\boldsymbol{\tau}_1$ – тензор напряжений, $\text{Def} \mathbf{V}$ – тензор скоростей деформаций, P – давление газа, ρ – плотность, T – температура, $\mathbf{V} (u, v, w)$ – вектор скорости с компонентами на оси прямоугольной системы координат x, y, z , e – энергия газа, μ, k_1 – коэффициенты вязкости и теплопроводности.

Уравнения (2.1) выражают законы сохранения массы, импульса и энергии. Для приведения их к безразмерному виду размерные величины относятся к параметрам в невозмущенном потоке.

При обтекании крыла идеальным газом из (2.1) получаются уравнения Эйлера при $\mu = 0, k_1 = 0$. Для них на поверхности тела задается условие непротекания.

На передней же грани расчетной прямоугольной области (фиг. 1, *в*) поддерживаются значения параметров набегающего газа, а на остальных гранях они находятся по их значениям во внутренних точках. Граничные условия на поверхности ударных волн и разрывов других видов специально не ставятся, так как в работе используется метод счета без выделения разрывов.

В начальный момент времени во все точки изучаемой области заносятся параметры невозмущенного потока.

Для удобства счета и выполнения граничных условий на поверхности тела к уравнениям Эйлера применяется преобразование системы координат [7]. В результате этого одна из осей координат полностью располагается на поверхности тела, а вся расчетная область переходит в куб или параллелепипед.

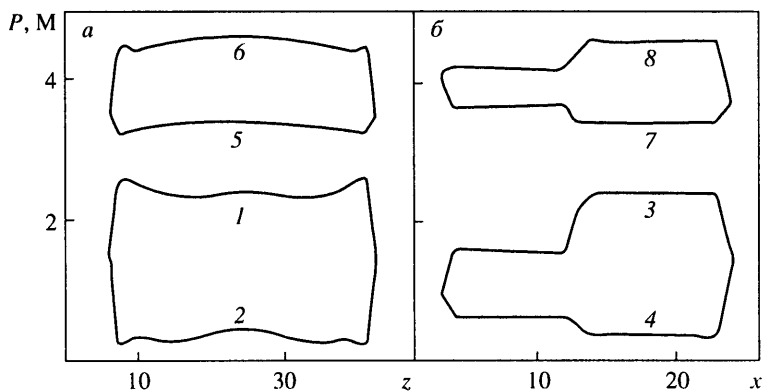
К верхней ($y \geq 0$) и нижней ($y < 0$) расчетным частям поля применяются разные преобразования системы координат, что дает возможность исследовать обтекание заостренных тел с толщиной.

Для решения уравнений (2.1) в прямоугольной области применяется конечно-разностный метод установления второго порядка точности по времени и координатам [8], который является двухшаговым аналогом метода Лакса – Вендроффа. На сильных разрывах газодинамических параметров данная схема неустойчива, поэтому в схему вводится сглаживающий член, пропорциональный схемной вязкости [9]. Общее число точек расчетной сетки равно $26 \times 50 \times 45$.

Для решения уравнений Навье – Стокса (3.1) при расчете обтекания треугольных крыльев сверхзвуковым потоком вязкого газа используется преобразование декартовых координат к коническим

$$\zeta = x, \quad \eta = z/x, \quad \xi = y/x$$

Тогда для сохранения системы уравнений Навье – Стокса в строго дивергентной форме необходимо ввести новые консервативные переменные [10]: $\rho \zeta^2, \rho u \zeta^2, \rho e \zeta^2$. Из экспериментальных исследований сверхзвуковых течений около треугольных крыльев известно [11], что в широком диапазоне параметров потока они являются близкими к коническим.



Фиг. 2. Распределения P и M в поперечном (a) и продольном (b) сечениях треугольного крыла на нижней и верхней его поверхностях при обтекании невязким газом: 1–2 – наветренная и подветренная стороны крыла в поперечном сечении, 3–4 – в продольном сечении, 5–8 – число M для тех же случаев

Поэтому предполагая, что градиенты функций течения вдоль лучей малы по сравнению с градиентами в двух других направлениях, можно свести систему уравнений к двумерной, в которую продольная координата ζ входит как параметр. В результате получается система уравнений Навье – Стокса в слабо консервативной форме [12]. Следует отметить, что в окрестности вершины крыла и его передних кромок, особенно на режиме сильного вязко-невязкого взаимодействия, а также на линии излома поверхности крыла, данное предположение нарушается и течение не является близким к локально-коническому. Полученная система нестационарных уравнений в частных производных решается явной двухшаговой схемой "предиктор-корректор" Мак-Кормака [13]. Для нахождения решений в областях с большими градиентами функций используются сглаживающие члены четвертого порядка [14].

Распределение давления на поверхности крыла определяется из решения уравнения импульса в направлении координаты ξ . Для более точного описания течения у поверхности крыла необходимо, чтобы размер шага по координате ξ был достаточно малым, так как безразмерная толщина пограничного слоя имеет порядки $Re^{-1/2}$ в случае слабого взаимодействия и $Re^{-1/4}$ в случае сильного взаимодействия. С другой стороны, возмущенная область течения достаточно велика – порядка M_∞^{-1} . Поэтому в расчетах использовалась мелкая сетка в области поверхности крыла, где существенна вязкость, и крупная во внешней области течения [15]. Максимальное число точек расчетной сетки по координате равнялось 200, из них до 50 точек приходилось на область около стенки.

3. На фиг. 1, a представлено плоское треугольное крыло с углом стреловидности χ , имеющее излом по линии BC . Безразмерное расстояние от излома до вершины крыла в долях корневой хорды и угол излома обозначены как l и δ . На основную часть крыла, находящуюся в плоскости zOx , набегаёт поток газа со сверхзвуковой скоростью V_∞ под углом α к оси x . Исследуется диапазон изменения углов δ от -2 до 10° . Положительным значениям δ соответствуют случаи, когда носок крыла опущен вниз, как на фиг. 1, b .

Эпюры величин P и M на нижней и верхней поверхностях крыла в поперечном (фиг. 2, a) и продольном корневом (фиг. 2, b) сечениях при обтекании треугольного крыла идеальным газом с $M_\infty = 4$, $\alpha = 10^\circ$, $\delta = 5^\circ$, $\chi = 60^\circ$ и $l = 0.5$ приведены на фиг. 2. Координата поперечного сечения $x = 0.9x_0$. В случае обтекания крыла идеальным газом величины P и ρ обезразмерены на их значения в набегающем

невозмущенном потоке P_∞ и ρ_∞ , а безразмерная скорость определяется по заданным числам M_∞ и γ в виде $V_\infty = M_\infty \sqrt{\gamma}$.

Поведение кривых l –8 для данного варианта обтекания крыла в режиме сверхзвуковых кромок связано с интерференцией потоков от передней и задней его частей. В этом случае течение на наветренной и подветренной передней части крыла известно. Это течение с переменными параметрами в центральной части крыла в конусе Маха и примыкающие к нему наклонные ударные волны или волны разрежения для наветренной или подветренной сторон крыла соответственно. При этом на подветренной стороне крыла границы конуса Маха могут быть слабыми ударными волнами. На самих кромках крыла существует скачок параметров течения при переходе с одной поверхности крыла на другую. Когда поверхность крыла претерпевает излом, указанные выше решения являются начальными условиями для обтекания задней части крыла в плоскости, проходящей через линию излома. В этом случае крыло по линии излома обтекается потоком газа, возмущенным носовой частью, а боковые кромки – невозмущенным набегающим потоком.

В результате интерференции этих потоков, образуемых в центральной и боковой частях крыла, области с переменными параметрами газа в нижней части расширяются, а в верхней – сужаются, что подтверждается распределениями P и M (кривые 1, 2 и 3, 4) на наветренной и подветренной сторонах треугольного крыла в поперечном его сечении. Это объясняется тем, что газ на нижней поверхности носовой части крыла после прохождения через головную волну отклоняется к передней кромке, а на верхней – к центру крыла. Эти поперечные компоненты скорости и определяют направление центральных осей двух конусов Маха, исходящих из точек пересечения линии излома B и C с передней кромкой крыла (фиг. 1, ϵ). В первом случае конусы Маха расходятся, во втором – сходятся.

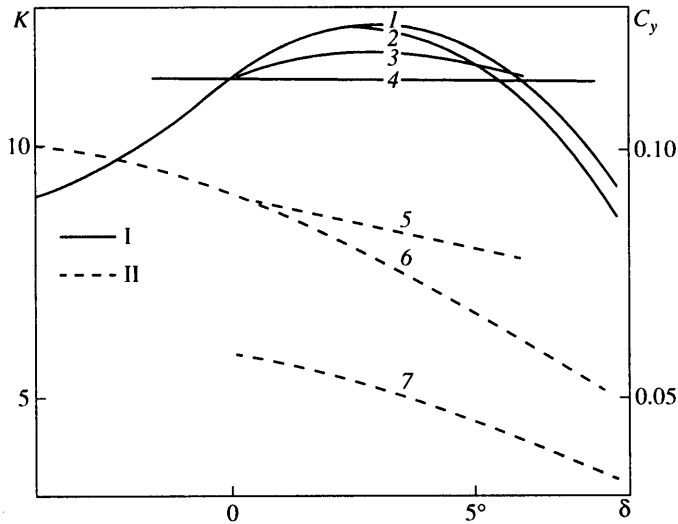
Когда $l \geq 0.5$, то вниз по течению конусы Маха, исходящие из точек B и C , не пересекаются. В результате получается, что в поперечном сечении давление вдоль корневой хорды имеет локальный максимум (фиг. 2, кривые 1, 2). Это отличается от поведения давления при обтекании крыла без излома, когда там реализуется минимальное значение давления.

При малых l вниз по течению конусы Маха пересекаются, что вызывает дополнительную интерференцию в смешанной области, где сходятся потоки газа от трех конусов Маха.

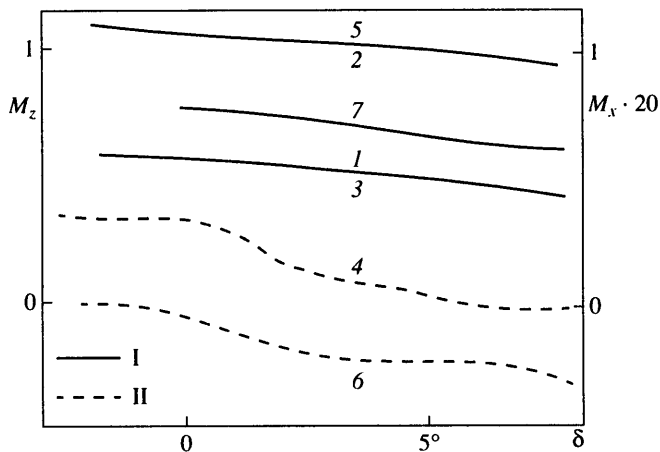
В продольном сечении из эпюр P и M (кривые 3–4, 7–8) видно, что при $l = 0.5$ влияние передних границ BE и CD (фиг. 1, δ) на корневую хорду незначительно. Здесь сохраняется конический характер течения и величины P и M практически постоянны до и после линии излома. На самой линии излома на наветренной и подветренной сторонах крыла образуются внутренняя ударная волна и волна разрежения, которые взаимодействуют с головной ударной волной. В результате положение головной ударной волны и ее форма отличаются от соответствующих обтеканию крыла без деформаций. В частности, на подветренной стороне крыла исчезают слабые ударные волны.

Поведение интегральных характеристик крыла в зависимости от угла излома δ и числа M приведены на фиг. 3, 4 в виде безразмерных K и коэффициентов подъемной силы C_y , моментов тангажа M_z и крена M_x , полученных обезразмериванием относительно скоростного напора набегающего газа и площади крыла. Кривые качества K и коэффициента C_y для треугольного крыла с неизменным углом стреловидности $\chi = 60^\circ$ и углом атаки $\alpha = 5^\circ$ представлены на фиг. 3. В этом варианте расчета варьировались длина излома l и число M_∞ . Интегральные характеристики соответствуют на фиг. 3 разным l и M_∞ .

Анализ результатов показывает, что для чисел $M_\infty = 4$ –6 при увеличении l от 0 до 0.5 в диапазоне изменения δ в пределах 0 – 6° качество крыла возрастает. Максимум



Фиг. 3. Поведение K (I) и C_y (II) в зависимости от угла отгиба δ носовой части: 1-4 - $M_\infty = 4$ и $l = 0.5$; 6, 0.5; 4, 0.3; 4, 0; 5-7 - 4, 0.3; 4, 0.5; 6, 0.5



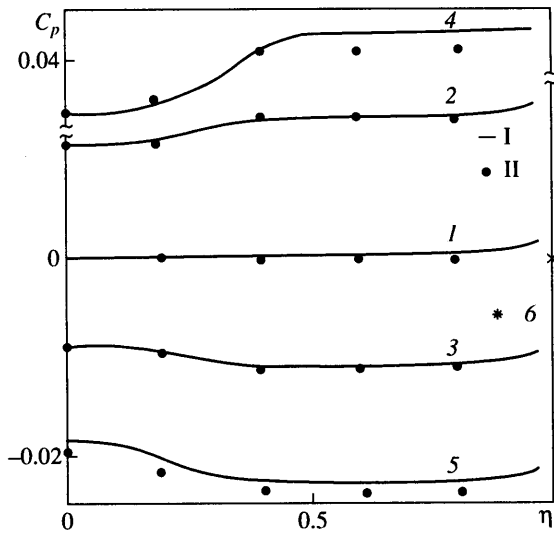
Фиг. 4. Поведение коэффициентов моментов тангажа M_z (I) и крена M_x (II) как функции угла δ для $\chi = 60^\circ$, $l = 0.5$; кривым 1-6, вычисленным для $M_\infty = 4$, соответствуют: 1 - $\alpha = 5^\circ$, $\beta = 0$; 2 - 10° , 0; 3, 4 - 5° , 6° ; 5, 6 - 10° , 6° ; 7 - $M_\infty = 6$, $\alpha = 5^\circ$, $\beta = 0$

его прироста в данном варианте ($\alpha = 5^\circ$, $\chi = 60^\circ$) составляет 10% при $\delta = 3.0^\circ$, $l = 0.5$, $M_\infty = 4$. Для числа $M_\infty = 6$ прирост K несколько меньше. Величина же C_y при увеличении угла δ от 0 до 6° существенно падает.

При дальнейшем увеличении l осуществляется рост K и падение C_y . Так, для вариантов $M_\infty = 4$, $\alpha = 5^\circ$, $l = 0.5$ и 0.75% максимальный прирост K при $\delta \sim 3^\circ$ составляет 10 и 26% соответственно, а потеря в подъемной силе $\Delta C_y = 13$ и 26%.

Следует также отметить, что величина качества при деформации носка мало зависит от угла стреловидности, поэтому вариации χ в пределах $50-70^\circ$ практически не меняют значения K .

Изменение угла скольжения β от 0 до 6° для вариантов задачи, приведенных на фиг. 3, дает малый вклад в величины K и C_y . Однако влияние угла скольжения существенно в моментных характеристиках.



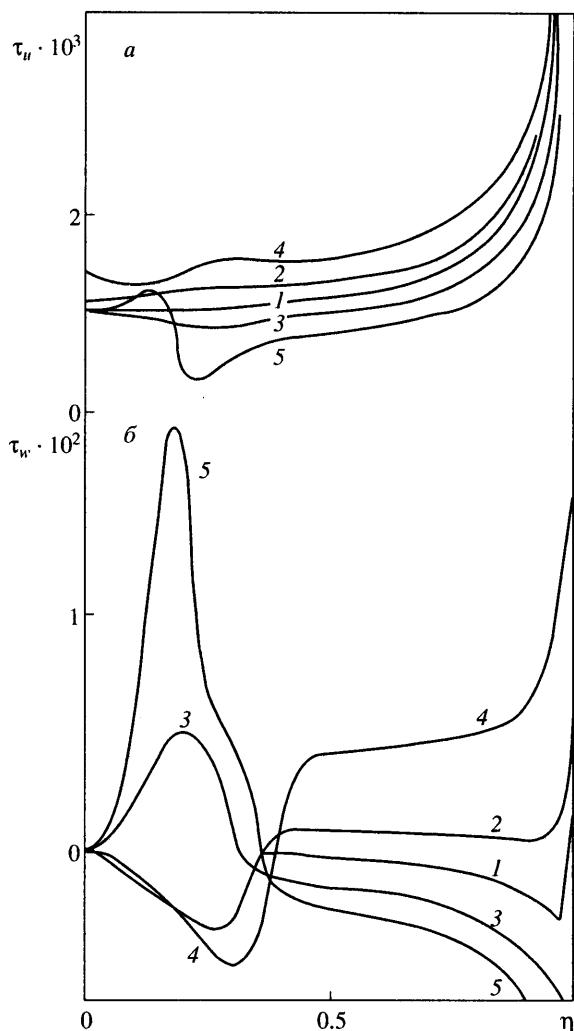
Фиг. 5. Распределения коэффициента давления C_p (I) на поверхности крыла по η для $M_\infty = 6$, $\chi = 60^\circ$, $l = 0.5$, $\alpha = 5^\circ$, $Re = 5 \cdot 10^6$ 1/м: 1 - $\delta = 5^\circ$, 2, 3 - $\delta = 3^\circ$, 4, 5 - $\delta = 0$ (2, 4 - наветренная и 3, 5 - подветренная стороны крыла), C_p (II) - обтекание идеальным газом, (*) - значение в набегающем потоке

Коэффициенты моментов тангажа M_z (относительно носка крыла) и крена M_x как функций угла отгиба носовой части крыла приведены на фиг. 4.

Анализ данных показывает, что момент тангажа M_z практически не зависит от угла скольжения в рассмотренном диапазоне его изменения. Поэтому пары кривых 2, 5 и 1, 3 совпадают на графике. Величина же момента крена M_x при изменении δ описывается немоноотонной кривой. Видно, что при $\delta = 5.7^\circ$ для кривой 4 величина $M_x = 0$.

4. Для подтверждения эффекта увеличения качества крыла при его деформации в условиях, приближенных к реальным, было изучено обтекание потоком вязкого газа треугольного крыла длиной $x_0 = 10$ м сверхзвуковым потоком совершенного газа с числом $M_\infty = 6$ и $\alpha = 5^\circ$. Носовая часть длиной $l = 5$ м отклоняется на угол δ из диапазона $0 \leq \delta \leq 5^\circ$. Температура поверхности крыла $T_w = 370$ К, $\chi = 60^\circ$. Условия обтекания крыла соответствуют параметрам Международной стандартной атмосферы на высоте 25 км. Температура набегающего потока $T_\infty = 216$ К, давление $P = 2480$ Н/м². Отношение удельных теплоемкостей $\gamma = 1.4$, число Прандтля $Pr = 0.72$. Предполагается степенная зависимость коэффициента вязкости от температуры с показателем степени $\omega = 0.75$. Для указанных параметров определены величины: $M_n \sim 3$, $V_\infty = 1770$ м/с, $Re = 5 \cdot 10^6$ 1/м, $\mu_\infty = 1.14 \cdot 10^{-5}$ Н · с/м², где M_n - число Маха, определено по нормальной к передней кромке крыла компоненте скорости невозмущенного потока при $\delta = 0$; параметр гиперзвукового взаимодействия $\chi_1 \sim 0.056$ соответствует режиму слабого вязко-невязкого взаимодействия [5].

На фиг. 5 и 6 приведены результаты численных расчетов параметров течения по размаху крыла на расстоянии $x = 3$ м от его вершины. На фиг. 5 представлено распределение коэффициента давления на поверхности крыла $C_p = 2(P_w - P_\infty)/(\rho_\infty V_\infty^2)$ по координате $\eta = ztg\chi/x$. Кривые I соответствуют вязкому обтеканию, а II - обтеканию идеальным газом. Величина коэффициента C_p , полученная при отклонении $\delta = 5^\circ$ (кривая I), на большей части по размаху крыла практически равна $C_{p\infty}$ (6). Небольшое



Фиг. 6. Поведение коэффициентов напряжения трения в продольном $\tau_{\text{л}}$ и поперечном τ_w направлениях крыла по η : 1 – $\delta = 5^\circ$, 2, 3 – $\delta = 3^\circ$, 4, 5 – $\delta = 0$ (2, 4 – наветренная и 3, 5 – подветренная стороны крыла)

увеличение C_p в окрестности передней кромки при $\eta > 0.8$ связано с усилением вязко-невязкого взаимодействия. При уменьшении отклонения носовой части δ до угла, равного 3° , коэффициент C_p на наветренной стороне крыла (кривая 2) увеличивается, но при этом в окрестности плоскости симметрии при $\eta < 0.4$ появляется область пониженного давления. Наоборот, на подветренной стороне (кривая 3) вследствие расширения внешнего потока давление падает в районе кромок крыла и возрастает в центре. Следует отметить, что значения коэффициента C_p для случая вязкого обтекания (I, кривые 2, 3) отличаются от значений C_p для случая идеального обтекания (II) на абсолютную величину, не превышающую $\Delta C_p = 0.0005$, что составляет 5%.

В случае обтекания крыла с неотклоненной носовой частью $\delta = 0$ значения C_p на наветренной стороне крыла (кривая 4) становятся еще больше, а на подветренной (кривая 5) – меньше, однако качественно характер изменения C_p при $\eta < 0.4$ остается таким же, как и при угле $\delta = 3^\circ$. Сравнение результатов расчетов обтеканий

идеальным и вязким газом показывает, что и в данном случае относительное различие не превышает 5%. Причем на подветренной стороне крыла по всему размаху коэффициент C_p для случая обтекания идеальным газом меньше его значений при вязком обтекании (кривая 5) на величину $\Delta C_p \sim 0.001$. Однако на наветренной стороне крыла только при $\eta > 0.4$ величина C_p идеального обтекания меньше C_p вязкого обтекания (кривая 4), а при $0 \leq \eta \leq 0.4$ эти значения близки друг к другу. Это увеличение C_p при обтекании вязким газом объясняется тем, что на поверхности крыла образуется пограничный слой и обтекает "эффективное" тело с толщиной, пропорциональной его толщине вытеснения.

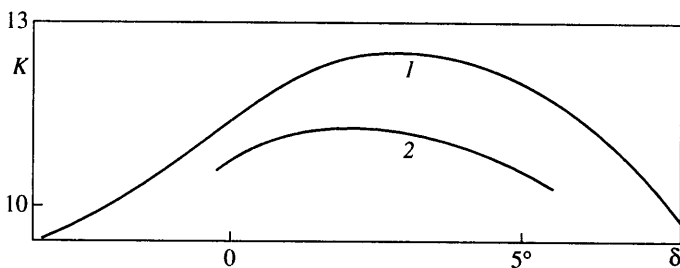
На фиг. 6, а и б представлены распределения коэффициентов напряжения трения в продольном $\tau_u = \chi u'_{yw}/V_\infty$ и поперечном $\tau_w = \chi w'_{yw}/V_\infty$ направлениях. Для отклоненной до нулевого угла атаки носовой части (кривая 1) величина τ_u монотонно уменьшается по мере удаления от передней кромки. Коэффициент τ_w также изменяется монотонно, но при этом он имеет отрицательную величину, так как в пограничном слое течение направлено к плоскости симметрии. Следует отметить, что при $0 \leq \eta \leq 0.45$ величина τ_w практически равна нулю, т.е. в этой области существует только продольное течение.

На наветренной стороне крыла при уменьшении отклонения δ носовой части до 3° коэффициент τ_u несколько увеличивается, но при этом сохраняется монотонность его изменения (кривая 2). При уменьшении δ до нуля (кривая 4) величина τ_u еще больше увеличивается, причем в окрестности плоскости симметрии при $0 \leq \eta \leq 0.12$ характер ее изменения перестает быть монотонным.

Анализ численных расчетов при $\delta = 0$ (кривая 4) показал, что на наветренной стороне крыла при значениях продольной координаты $x = 3$ м пограничный слой имеет максимальную толщину порядка 6 мм в окрестности плоскости симметрии. Уменьшение давления в центре крыла (кривая 4 на фиг. 5) приводит к немонотонному характеру изменения коэффициента τ_w по размаху крыла (кривая 4 на фиг. 6, б). При значениях $0 \leq \eta \leq 0.38$ величина τ_w становится отрицательной из-за компоненты скорости w , которая направлена к плоскости симметрии в области течения, занимающей не более 30% толщины пограничного слоя. Расчеты показали, что во внешней части пограничного слоя и в остальной части области возмущенного течения $w > 0$, причем максимальные значения w_{\max} не превышают $0.036 V_\infty$. Заметим, что характер изменения коэффициента τ_w для $\delta = 3^\circ$ (кривая 2) качественно совпадает со случаем $\delta = 0$ (кривая 4).

На подветренной стороне крыла при $\delta = 0$ коэффициенты τ_u и τ_w (кривые 5) изменяются существенно немонотонно, что объясняется следующим. Повышение C_p в этом случае в области $0 \leq \eta \leq 0.4$ (кривая 5 на фиг. 5) приводит к возникновению интенсивного поперечного течения с $\tau_w > 0$ в области $0 \leq \eta \leq 0.35$. Результаты расчетов показали, что при этом в области $0 \leq \eta \leq 0.18$ происходит уменьшение толщины пограничного слоя, максимальная толщина которого в этом случае достигает 10 мм. Падение толщины на оси симметрии крыла составляет примерно 40%, что качественно соответствует экспериментальным результатам обтекания подветренной стороны крыла на режиме слабого вязко-невязкого взаимодействия [5].

В случае обтекания крыла с $\delta = 3^\circ$ (кривые 3 на фиг. 6, б) интенсивность поперечного течения с $\tau_w > 0$ в области $0 \leq \eta \leq 0.3$ становится существенно меньше, но при этом отмечается возрастание коэффициента τ_w в окрестности плоскости симметрии крыла (кривая 3 на фиг. 6, а). Необходимо отметить, что на подветренной стороне крыла как в пограничном слое при $\eta > 0.3$ (кривая 3) и при $\eta > 0.35$ (кривая 5), так и в остальной области возмущенного течения скорость w направлена к плоскости симметрии, т.е. $w < 0$. Вычисления теплового потока на поверхности крыла показали, что характер его изменения по размаху крыла качественно совпадает с поведением τ_u .



Фиг. 7. Сравнение качества крыла K , обтекаемого идеальным (1) и вязким (2) газами в зависимости от угла δ

В результате интегрирования коэффициента давления C_p по поверхности крыла были определены аэродинамические коэффициенты C_{px} и C_{py} . Наибольших значений они достигают при нулевом отклонении носовой части ($\delta = 0$), при этом максимальное значение величина $C_{py}/C_{px} = 12.27$ принимает при $\delta \sim 2.7^\circ$. Интегрирование коэффициента τ_n позволило определить коэффициенты C_{tx} и C_{ty} . Оказалось, что для рассмотренных режимов течения величина C_{tx} очень слабо зависит от угла отклонения δ , а коэффициент $C_{ty} < 0$ и его максимальное значение достигается при $\delta = 5^\circ$, причем по порядку величины $C_{ty} \sim 0.1 C_{tx}$. Так как для рассчитанного диапазона величина $C_{tx} \sim 0.1 C_{px}$, влияние коэффициента C_{ty} на изменение суммарной величины в действительности мало (0.1%). На фиг. 7 дается зависимость коэффициента качества $K = (C_{py} + C_{ty})/(C_{px} + C_{tx})$ от угла отклонения δ (кривая 2). Этот коэффициент K достигает максимума 11.27 при $\delta \sim 2.2^\circ$. Сравнение с расчетами для невязкого течения (кривая 1) показывает, что учет вязкости снижает коэффициент качества примерно на 9% и немного уменьшает угол отклонения δ , при котором он имеет максимум. Но характер поведения качества крыла при отклонении его носка сохраняется и для вязкого газа.

Заключение. Результаты расчетов обтекания крыла с изломом носовой части как идеальным, так и вязким потоками газа подтверждают теоретические выводы о возможном увеличении качества крыла при учете нелинейных эффектов обтекания. Это позволяет даже при умеренных числах Маха использовать благоприятное влияние деформации крыла для нахождения оптимальных форм с ббльшим аэродинамическим качеством.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№№ 98-01-00735, 99-01-01128).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pittman J.L. Supersonic airfoil optimization // J. Aircraft. 1987. V. 24. № 12. P. 873–879.
2. Таковицкий С.А. О выборе системы геометрических параметров оптимизируемого крыла // ПММ. 1998. Т. 62. Вып. 5. С. 825–833.
3. Голубкин В.Н., Негода В.В. Оптимизация пространственной формы несущих тел малого удлинения при гиперзвуковых скоростях // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1991. Т. 31. № 12. С. 1858–1870.
4. Голубкин В.Н., Постнов Д.С. Возможности увеличения аэродинамического качества тонких крыльев в гиперзвуковом диапазоне скоростей // Учен. зап. ЦАГИ. 1998. Т. 29. № 1–2. С. 13–23.
5. Whitehead A.H., Jr., Hefner J.N., Rao D.M. Lee-surface vortex effects over configurations in hypersonic flow // AIAA Paper. 1972. № 77. P. 1–14.

6. *Dunavant J.C., Narayan K.Y., Walberg G.D.* A survey of leeside flow and heat transfer on delta planform configurations // AIAA Paper. 1976. № 118. P. 1–13.
7. *Chang I-Shin.* Three-dimensional supersonic internal flows // AIAA Paper. 1976. № 423. P. 1–15.
8. *Burstein S.Z.* Finite-difference calculations for hydrodynamic flows containing discontinuities // J. Comput. Phys. 1966. V. 1. № 2. P. 198–222.
9. *Тугазаков Р.Я.* Решение методом установления задачи о пространственном обтекании треугольного крыла с дозвуковыми кромками // Учен. зап. ЦАГИ. 1975. Т. 6. № 4. С. 64–66.
10. *Ковеня В.М., Яненко Н.Н.* Метод расщепления в задачах газовой динамики. Новосибирск: Наука, 1981. 304 с.
11. *Майкканар Г.И.* Отрывные течения у подветренной стороны треугольного крыла и тела вращения в сверхзвуковом потоке // Учен. зап. ЦАГИ. 1982. Т. 13. № 4. С. 22–33.
12. *Дудин Г.Н.* Расчет обтекания треугольного крыла сверхзвуковым потоком вязкого газа // Тр. ЦАГИ. 1988. Вып. 2376. С. 30–43.
13. *MacCormack R.W.* Numerical solution of the interaction of a shock wave with a laminar boundary layer // Lecture Notes in Physics. 1971. V. 8. P. 151–163.
14. *MacCormack R.W., Baldwin B.S.* A numerical method for solving the Navier – Stokes equations with application to shock boundary layer interactions // AIAA Paper. 1975. № 1. P. 1–8.
15. *MacCormack R.W.* Status and future prospects of using numerical methods to study complex flows at high Reynolds numbers // AGARD-LS-94. 1978. P. 13-1–13-14.

Москва

Поступила в редакцию
15.VI.2000