

6. Реутов В. П. О неустойчивости изгибных колебаний пластин в турбулентном пограничном слое // ПМТФ.— 1993.— № 1.
7. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред.— М.: Наука, 1982.
8. Гапонов-Грехов А. В., Рабинович М. И., Старобинец И. М. Динамическая модель пространственного развития турбулентности // Письма в ЖЭТФ.— 1984.— Т. 39, № 12.
9. Рабинович М. И., Суцник М. М. Регулярная и хаотическая динамика структур в течениях жидкости // УФН.— 1990.— Т. 160, № 1.
10. Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э. Теория колебаний.— 2-е изд.— М.: Физматгиз, 1959.
11. Бутенин Н. В., Неймарк Ю. И., Фуфаев Н. А. Введение в теорию колебаний.— М.: Наука, 1987.
12. Моисеев Н. Н. Асимптотические методы нелинейной механики.— М.: Наука, 1969.
13. Лихтенберг А., Либман М. Регулярная и хаотическая динамика.— М.: Наука, 1984.
14. Мун Ф. Хаотические колебания.— М.: Мир, 1990.
15. Шустер Г. Г. Детерминированный хаос: введение.— М.: Мир, 1988.
16. Бекефи Дж. Радиационные процессы в плазме.— М.: Мир, 1971.
17. Захаров В. Е. Гамильтоновский формализм для волн в нелинейных средах с дисперсией // Изв. вузов. Радиофизика.— 1974.— Т. 17, № 4.

г. Нижний Новгород

*Поступила 5/VIII 1991 г.,
в окончательном варианте — 20/III 1992 г.*

УДК 533.6.011.55

В. Н. Голубкин, В. В. Негода

ОПТИМАЛЬНЫЕ ФОРМЫ КРЫЛЬЕВ В ГИПЕРЗВУКОВОМ НЕРАВНОВЕСНОМ ПОТОКЕ

Траектории планирующих воздушно-космических аппаратов включают участки гиперзвукового полета под углом атаки, характеризующиеся существенно неравновесным обтеканием нижней поверхности крыла (несущего корпуса) [1, 2]. Для изучения в обозримом виде влияния неравновесных физико-химических процессов на поле обтекания и аэродинамические характеристики крыла весьма плодотворным оказался метод тонкого ударного слоя [3]. В такой постановке путем рассмотрения перемешанной в основном порядке плотности газа в [3] дано обобщение известных решений для треугольного крыла в следующем приближении к ньютоновскому. Используя идеи работ [4, 5], удалось проинтегрировать и систему уравнений пространственного неравновесного ударного слоя на крыле малого удлинения произвольной формы [6, 7]. Эффективный метод численного решения полученной в результате интегрирования двумерной системы уравнений для формы поверхности головного скачка уплотнения предложен в [8]. На основе аналитического решения [4] в [9] сформулирована вариационная задача определения конфигурации крыла с наибольшим аэродинамическим качеством. Несмотря на то что поле обтекания крыла трехмерное в отличие от случаев, рассмотренных в [10], решение сводится к минимизации одномерного функционала. Результаты [9] относятся к предельным случаям обтекания крыла совершенным газом или равновесно реагирующим воздухом.

В данной работе предложена вариационная методика определения формы крыла максимального гиперзвукового качества в следующем приближении к ньютоновскому для общего случая химически неравновесного обтекания. Полученные решения позволили выявить конструктивные особенности, приводящие к повышению аэродинамического качества крыльев и несущих корпусов в релаксирующем гиперзвуковом потоке.

1. Предельная ньютоновская схема гиперзвукового обтекания с бесконечно тонким ударным слоем на поверхности тела и отношением плотностей на совпадающем с ней головном скачке $\rho_\infty/\rho_s^0 = \varepsilon = 0$ дает весьма

приближенную оценку для давления. Рассмотрение следующего приближения к ньютоновскому при малых, но отличных от нуля значениях параметра ε позволяет получить характеристики обтекания более точно путем изучения структуры течения в ударном слое, на которую оказывает влияние характер протекающих в газе при высоких температурах физико-химических процессов: замороженный, равновесный или промежуточный (неравновесный) [1, 2]. В обоих указанных предельных случаях обтекание наветренной стороны тонкого крыла малого удлинения в принципе аналогично обтеканию совершенным газом с показателем адиабаты $\kappa \rightarrow 1$ [4, 11, 12].

Далее рассмотрим существенно неравновесное течение, предполагая, что удлинение крыла по порядку величины совпадает с углом Маха в ударном слое ($\varepsilon^{1/2} \operatorname{tg} \alpha$), а относительная толщина — с толщиной слоя ($\varepsilon \operatorname{tg} \alpha$). При малых ε и конечных углах атаки α основные искомые функции представимы в виде разложений

$$(1.1) \quad \begin{aligned} u^0/V_\infty &= \cos \alpha + \varepsilon u \sin \alpha \operatorname{tg} \alpha + \dots, \\ v^0/V_\infty &= \varepsilon v \sin \alpha + \dots, \quad w^0/V_\infty = \varepsilon^{1/2} w \sin \alpha + \dots, \\ (p^0 - p_\infty)/(\rho_\infty V_\infty^2) &= (1 + \varepsilon p) \sin^2 \alpha + \dots, \\ \rho^0/\rho_\infty &= \varepsilon^{-1} \rho + \rho_1 + \dots, \quad 2h^0/V_\infty^2 = h \sin^2 \alpha + \dots, \end{aligned}$$

где u^0, v^0, w^0 — компоненты вектора скорости в связанной с крылом системе координат $x^0 y^0 z^0$; p^0, ρ^0, h^0 — давление, плотность и энтальпия; $V_\infty, p_\infty, \rho_\infty$ — параметры набегающего потока. Функции u, v, w, p , зависящие от безразмерных координат (L — длина крыла)

$$(1.2) \quad x = x^0/L, \quad y = y^0/\varepsilon L \operatorname{tg} \alpha, \quad z = z^0/\varepsilon^{1/2} L \operatorname{tg} \alpha,$$

определяются из «газодинамической» части полной системы уравнений в следующем приближении к ньютоновскому

$$(1.3) \quad \begin{aligned} Du &= 0, \quad Dv = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}, \quad Dw = 0, \\ D \ln \rho + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} &= 0, \quad D \equiv \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z} \end{aligned}$$

с граничными условиями на головном скачке уплотнения $y = S(x, z)$ и на крыле $y = B(x, z)$:

$$(1.4) \quad \begin{aligned} u_s &= -\frac{\partial S}{\partial x}, \quad v_s = \frac{\partial S}{\partial x} - \left(\frac{\partial S}{\partial z} \right)^2 - i, \quad w_s = -\frac{\partial S}{\partial z}, \\ p_s &= -1 - w_s^2 - 2u_s, \quad \rho_s = 1, \quad y = S(x, z), \quad v = \frac{\partial B}{\partial x} + w \frac{\partial B}{\partial z}, \quad y = B(x, z). \end{aligned}$$

Оказалось [5], что вдоль линий тока рассматриваемого пространственного течения сохраняется постоянным отношение поточной составляющей завихренности к плотности газа

$$(1.5) \quad D \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial w}{\partial y} \right) = 0.$$

Это позволило при произвольной функции ρ проинтегрировать нелинейную трехмерную систему (1.3) и с учетом граничных условий (1.4) свести ее к двумерным уравнениям относительно формы головного скачка уплотнения:

$$(1.6) \quad S(x, z) = B(x, z) + \int_{\xi_B(x, z)}^x \frac{\partial \zeta}{\partial z}(x, \xi, z) \frac{d\xi}{\rho(x - \xi)};$$

$$(1.7) \quad \zeta = z + (x - \xi) \frac{\partial S}{\partial z}(\xi, \zeta).$$

Здесь $x = \xi, z = \zeta$ — координаты точки входа линии тока в ударный слой; ξ_B относится к поверхностным линиям тока. Найдя основную функ-

цию $S(x, z)$, все остальные искомые функции выразим в виде квадратурных и функциональных зависимостей, например:

$$(1.8) \quad u = -\frac{\partial S}{\partial x}(\xi, \zeta), \quad y = B(x, z) + \int_{\xi_b}^{\xi} \frac{\partial \zeta}{\partial z}(x, \xi', z) \frac{d\xi'}{\rho(x - \xi')}.$$

В свою очередь произвольная пока функция ρ определяется из второй «химико-кинетической» части задачи. В отличие от трехмерной системы (1.3) она представляет собой совокупность одномерных, содержащих лишь производные вдоль линий тока, уравнений относительно энтальпии:

$$(1.9) \quad Dh = \frac{\partial h}{\partial x} \Big|_{\xi, \zeta} - 0, \quad h_s = \text{const},$$

а также набора параметров q_n [2], характеризующих состав и состояние газовой смеси в ударном слое при постоянных в главном члене давлении (1.1) и энтальпии (1.9). Функциональный вид последних, а также определяемой ими через уравнение состояния плотности поэтому будет $f(x - \xi)$, что уже использовано в (1.6), (1.8). Поскольку линии тока около крыла малого удлинения близки к прямолинейным, при приближенном аналитическом подходе плотность $\rho(x - \xi)$ может быть найдена [3, 6] путем численного расчета одномерного течения релаксирующего воздуха за ударной волной. Анализ численных результатов [1] показал, что в области действия закона бинарного подобия (высота $H \geq 40$ км) и при скоростях порядка первой космической допустима аппроксимация функции ρ в виде

$$(1.10) \quad \rho(x - \xi) = \begin{cases} 1, & 0 \leq x - \xi \leq \sigma_f, \\ 1 + K_n \ln \frac{x - \xi}{\sigma_f}, & \sigma_f \leq x - \xi \leq \sigma_{eq}, \\ 1 + \Delta\rho, & x - \xi \geq \sigma_{eq}, \end{cases}$$

где $K_n = \Delta\rho / \ln(\sigma_{eq}/\sigma_f)$; σ_f, σ_{eq} — соответственно безразмерные длина зоны замороженного течения вблизи скачка и длина релаксации (обычно $\sigma_f \ll \sigma_{eq}$); $\Delta\rho$ — разность между равновесным и замороженным значениями плотности. Величины σ_f, σ_{eq} зависят от параметра бинарного подобия $\rho_\infty L$ и скорости полета. При $\sigma_f > 1$ обтекание крыла можно считать замороженным, а при $\sigma_f < \sigma_{eq} \ll 1$ — равновесным, причем в обоих случаях ε выбирается так, что $\rho = 1$.

Интересно, что, согласно (1.5), увеличение плотности в процессе релаксации (1.10) вызывает и рост завихренности вниз по потоку.

2. Если применить интегральную теорему импульсов, то нормальная и осевая силы, действующие на нижнюю поверхность крыла с присоединенным к передней кромке скачком, выразятся через интегралы по кормовому сечению ударного слоя Σ_c плоскостью $x = 1$:

$$\begin{aligned} \frac{N}{\rho_\infty V_\infty^2 L^2} &= \varepsilon^{1/2} \sigma (1 + \varepsilon P) \sin^2 \alpha \operatorname{tg} \alpha + \dots, \\ \frac{T}{\rho_\infty V_\infty^2 L^2} &= -\varepsilon^{3/2} \sigma \left(\frac{\sigma_c}{\sigma} - R \right) \sin^2 \alpha \operatorname{tg}^2 \alpha + \dots, \\ P &= \frac{\sigma_c}{\sigma \kappa_\infty \varepsilon M_\infty^2 \sin^2 \alpha} + \frac{1}{\sigma} \iint_{\Sigma_c} [\rho_1 + \rho(v + u \operatorname{tg}^2 \alpha)] dy dz, \\ R &= -\frac{1}{\sigma} \iint_{\Sigma_c} \rho u dy dz, \quad \sigma = \iint_{\Sigma} dx dz, \quad \sigma_c = \iint_{\Sigma_c} dy dz. \end{aligned}$$

Область Σ ограничена проекцией передней кромки на плоскость $y = 0$ $|z| = z_e(x)$ или $x = x_e(z)$ и задней кромкой $x = 1$, область Σ_c — линиями $B(1, z)$ и $S(1, z)$. Переходя в поточную систему координат, для аэроди-

намического качества в следующем приближении к ньютоновскому получим

$$(2.1) \quad K = \operatorname{ctg} \alpha - \frac{2\varepsilon}{\sin 2\alpha} Q, \quad Q = R - \frac{\sigma_c}{\sigma}.$$

Отсюда видно, что более точное определение газодинамических функций методом тонкого ударного слоя в принципе может дать большее теоретическое значение качества по сравнению с ньютоновским пределом для пластины.

Весьма существенно, что с использованием аналитического решения (1.6)–(1.8) двойные интегралы в (2.1) преобразуются к однократным. Действительно, переходя аналогично [9] к интегрированию по ξ и ζ , в случае переменной плотности имеем

$$(2.2) \quad \sigma = \int_{-b}^b [1 - x_e'(z)] dz, \quad \sigma_c = 2 \int_0^1 z_e(x)/\rho(1-x) dx,$$

$$R = \frac{1}{\sigma} \int_{-b}^b \{S(1, z) - S[x_e(z), z]\} dz, \quad b = z_e(1).$$

Таким образом, задача определения максимального гиперзвукового качества и реализующей его формы крыла сводится к нахождению минимума одномерного функционала Q (2.1). При этом считаем, что заданы режим полета (V_∞, H, α) и длина крыла L , а в качестве изопериметрического условия зададим площадь крыла в плане σ , т. е. (в главном порядке) подъемную силу.

Из (2.1), (2.2) видно, что для плоского крыла ($B=0$) и произвольной формы кромки в плане (лишь бы скачок был присоединенным) $R = \sigma_c/\sigma$, $Q = 0$. Достаточно большие приращения качества по сравнению с $\operatorname{ctg} \alpha$ в ньютоновском пределе или для плоского крыла можно получить путем выбора формы в плане и поперечных деформаций поверхности крыла, в результате чего $R < 0$, т. е. проекция передней кромки на плоскость $x=1$ лежит ниже кормового сечения скачка уплотнения. Соответствующую оптимальную форму скачка будем искать в классе функций

$$(2.3) \quad S(x, z) = kz^n \ln(\delta + x),$$

где k, n, δ — произвольные формпараметры. Отметим, что при постоянной плотности ($\rho=1$) площадь крыла в плане равна площади кормового сечения ударного слоя $\sigma = \sigma_c$, а функционал R имеет один и тот же вид как для переменной плотности, так и для $\rho=1$. Основными функциями, входящими в R (или Q), являются форма скачка $y = S(x, z)$ и проекции передней кромки. После того, как они найдены, форма поверхности крыла определяется из (1.6), (1.7), (1.10) по методике [9] и существование решения этой обратной задачи является еще одним условием при решении вариационной проблемы. Последняя разделяется на две части. Первая из них — выбор оптимального обвода крыла в плане при полностью заданной форме скачка. Решение этой задачи аналогично [9] дает $R_{\min} > 0$ при $k > 0$ для крыла с носовым срезом $z_e(0) \neq 0$. Еще большее приращение качества получается при $R < 0$ ($k < 0$), однако в таком случае имеем не минимум, а максимум $R_{\max} < 0$. Поскольку K_{\min} при этом превосходит K_{\max} для $k > 0$, то решение второй части вариационной задачи о нахождении оптимальной формы скачка (параметров k, n, δ) следует искать в области $k < 0$. Если это так, то для любой формы кромки, отличающейся от полученной на первом этапе [9], качество $K > K_{\min}$. Однако довольно жесткие ограничения на нее накладывает упомянутое выше условие существования решения обратной задачи, которое, к сожалению, в аналитическом виде не формулируется. Поэтому задача оптимизации решалась прямым численным методом с учетом выявленных в [9] тенденций влияния формпараметров путем их перебо-

ра с численной проверкой данного условия. Чтобы исключить нарушающие его и физически нереальные формы кромки, задавался еще размах крыла $2b$ и требовалось, чтобы на основной ее части $z'_e(x) \geq 0$. Все характерные конфигурации охватываются функцией $z_e(x)$ в виде кубической параболы по аргументу, отсчитываемому от точки $z_0 = z_e(0) \geq 0$ вдоль оси, составляющей угол θ с осью x :

$$(2.4) \quad z_e(x) = \begin{cases} z_0 + x \operatorname{tg} \theta + \Delta z_e(x), & 0 \leq x \leq x_1, \\ b, & x_1 \leq x \leq 1, \end{cases}$$

$$\Delta z_e \cos \theta = F(x/\cos \theta + \Delta z_e \sin \theta), \quad x_1 \operatorname{tg} \theta = b - z_0,$$

$$F(\eta) = A\eta(\eta - l_1)(\eta - l_2), \quad l_2^2 = x_1^2 + (b - z_0)^2.$$

Здесь параметр l_1 определяется по заданной площади σ :

$$l_1 = \frac{l_2^2}{2} + \frac{6\sigma_1}{Ai_2^2}, \quad \sigma_1 = \frac{1}{2}[\sigma - b(2 - x_1) - z_0 x_1];$$

параметры z_0, x_1, A вместе с k, n, δ варьировались в пределах

$$0 \leq z_0 \leq b, \quad 0,5 \leq x_1 \leq 1, \quad -1 \leq A \leq 1, \quad -0,5 \leq k \leq 0, \quad 2 \leq n \leq 3, \quad 0 \leq \delta \leq 0,5,$$

что обеспечивало большое разнообразие конфигураций, так как корень l_2 и точка перегиба $\eta_* = (l_1 + l_2)/3$ могли располагаться как в пределах отрезка $[0, l_2]$, так и вне его. В общих чертах данный подход сходен с [13]. В процессе анализа функционала Q переменная часть плотности в (1.10) для удобства представлялась эквивалентной формулой $[(x - \xi)/\sigma_f]^{K_n}$ [8], так как $K_n \ll 1$.

3. Приведем результаты применения разработанной вариационной методики. Для случая, когда траекторные параметры суть $M_\infty = 20$, $H = 60$ км, $\alpha = 30^\circ$ ($\epsilon = 0,175$), а параметры неравновесного распределения плотности $\sigma_f = 10^{-3}$, $\sigma_{eq} = 1$, $K_n = 0,07$ при заданных безразмерных площади в плане $\sigma = 3$ и размахе $2b = 3,5$, найдены значения формпараметров оптимального крыла в (2.3), (2.4) $k = -0,5$, $n = 2$, $\delta = 0,38$, $z_0 = 0,07$, $x_1 = 1$, $A = -0,37$ и величина $Q_{\min} = -1,16$, что в пересчете на аэродинамическое качество дает $K_{\max} = 2,2$. На рис. 1, а в приведенных координатах (1.2) показаны поперечные сечения поверхности этого крыла (линии со штриховкой) и головного скачка (сплошные линии) плоскостями $x = \text{const}$ (штриховая линия — проекция передней кромки на плоскость $x = 1$), на рис. 1, б, в в исходных координатах представлены общий вид нижней поверхности крыла и вид сбоку. Выигрыш в качестве по сравнению с ньютоновским значением $K_N = 1,73$ достигается за счет отгиба вниз прилегающей к передней кромке части поверхности в зоне резкого возрастания ширины крыла. В результате проекция передней кромки на кормовую плоскость $x = 1$ лежит ниже сечения скачка этой плоскостью и функционал $R < 0$ (2.2). Оптимальное крыло имеет вогнутую внутрь нижнюю поверхность, а в кормовой части — характерную центральную впадину, происхождение которой, по-видимому, связано с проявляющимися и для крыльев рассматриваемого класса оптимальными свойствами звездообразных тел [14]. Изменение площади σ влияет в основном на параметры формы в плане (см. таблицу), причем с уменьшением σ снижается и приращение качества. Если задаваемая площадь σ близка к площади описанного прямоугольника $2b \times 1$, то оптимальное

σ	z_0	x_1	A	Q_{\min}
2,6	0	1	-0,48	-1,12
3	0,07	1	-0,37	-1,16
3,2	0,175	1	-0,3	-1,17

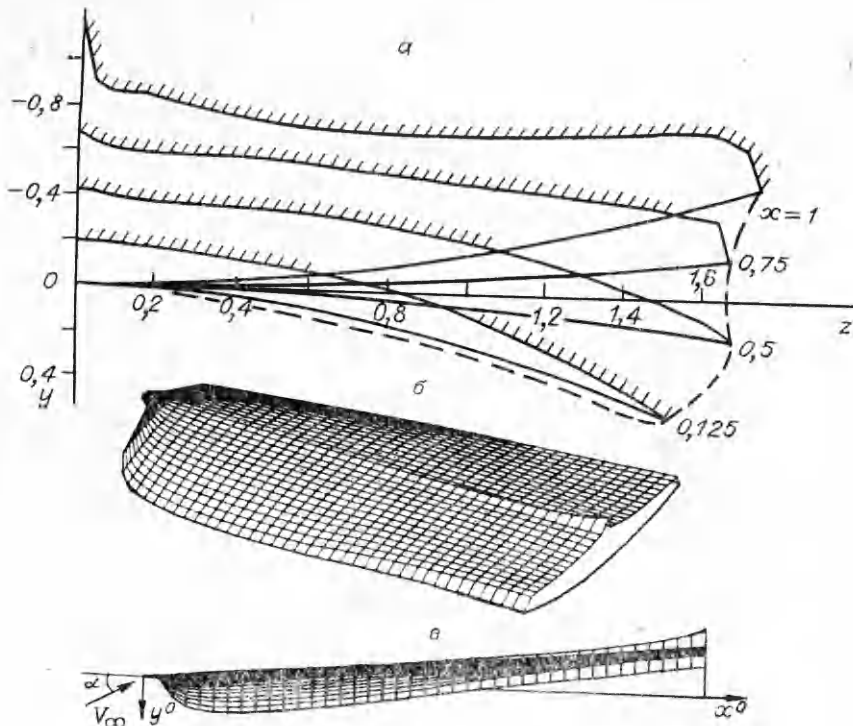


Рис. 1

крыло имеет носовой срез (рис. 1, б, 2, б), при уменьшении σ он исчезает (рис. 2, а).

Сопоставление с результатами оптимизации при тех же траекторных параметрах в потоке совершенного газа ($\kappa = 1,4$) показало, что неравновесность практически не влияет на форму оптимального крыла в плане, но изменяет конфигурацию нижней поверхности, так как толщина ударного слоя уменьшается вследствие релаксационного увеличения плотности, и, кроме того, снижает K_{\max} (при $\sigma = 3$ $K_{\max} = 2,2$ вместо $K_{\max} = 2,34$ для $\kappa = 1,4$). На рис. 3 штриховые линии — поперечные сечения крыла при $\kappa = 1,4$, сплошные со штриховкой — в неравновесном потоке. Если вместо $\sigma_{eq} = 1$ взять $\sigma_{eq} = 0,2$, что эквивалентно пятикратному увеличению длины крыла и продвинувшейся дальше релаксации, то вместо $Q_{\min} = -1,16$ получим $Q_{\min} = -1,13$, соответственно $K_{\max} = 2,2$ и $2,19$. В равновесном пределе имеем $\epsilon_{eq} = 0,093$, $K_{\max} = 2,05$.

Влияние реальных свойств воздуха на зависимость $K_{\max}(\alpha)$ иллюстрируется на рис. 4 ($M_{\infty} = 22$, $H = 70$ км), где линия 1 относится к $\kappa = 1,4$, а 2 — к обтеканию равновесно реагирующим воздухом, точки — к неравновесному обтеканию крыла длиной $L = 14$ м при углах атаки $\alpha = 30$ и 45° . Несмотря на то что эффекты реального газа снижают K_{\max} , его величина все же остается заметно больше, чем в ньютоновском пределе $K_N = \text{ctg } \alpha$ (штриховая линия на рис. 4).

Учет вязкости в предположении о постоянном коэффициенте трения показал, что она практически не

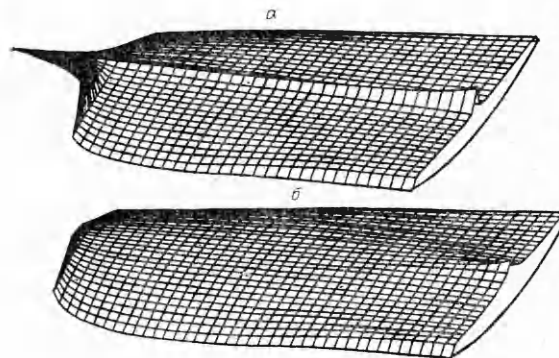


Рис. 2

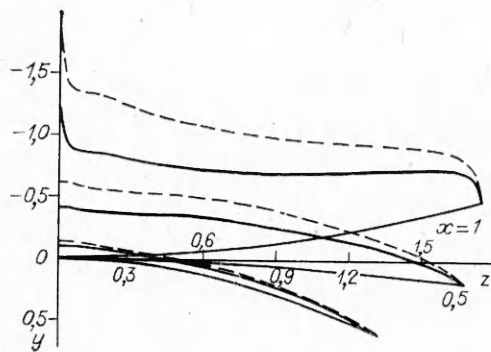


Рис. 3

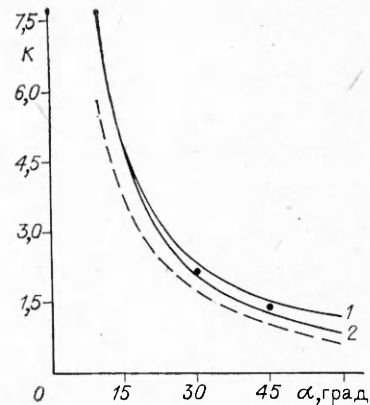


Рис. 4

влияет на облик оптимального крыла, но снижает максимальное качество тем больше, чем меньше угол атаки.

Задавая функциональный вид скачка параметрической зависимостью (2.3), мы ставили целью в первую очередь выявить особенности геометрии крыла, которые могут увеличивать качество. Что же касается значения K_{\max} , то у крыльев, обладающих установленными особенностями в иной пропорции, чем это получено, и генерирующих функционально отличный от (2.3) скачок уплотнения, оно может оказаться несколько больше.

В заключение отметим, что полученная оптимальная форма нижней поверхности крыла одновременно является и нижней стороной несущего корпуса с большим качеством. Его верхняя поверхность может быть образована, например, линиями тока невозмущенного течения, проходящими через переднюю кромку. Для такого тела коэффициент объема $\tau = V/S^{3/2} \sim 1$.

Авторы признательны Г. И. Майкапару за поддержку работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Неравновесные физико-химические процессы в аэродинамике/Под ред. Г. И. Майкапара.— М.: Машиностроение, 1972.
2. Лунев В. В. Гиперзвуковая аэродинамика.— М.: Машиностроение, 1975.
3. Stalker R. J. Nonequilibrium flow over delta wings with detached shock waves // AIAA J.— 1982.— V. 20, N 12.
4. Голубинский А. И., Голубкин В. И. О пространственном обтекании тонкого крыла гиперзвуковым потоком газа // ДАН СССР.— 1977.— Т. 234, № 5.
5. Голубинский А. И., Голубкин В. И. Пространственное гиперзвуковое обтекание тела конечной толщины // Учен. зап. ЦАГИ.— 1982.— Т. 13, № 2.
6. Голубинский А. И., Голубкин В. И. О гиперзвуковом обтекании крыла малого удлинения неравновесным потоком газа // Изв. АН СССР/ МЖГ.— 1983.— № 6.
7. Кузнецов М. М. К теории гиперзвукового пространственного обтекания крыла произвольного удлинения нестационарным потоком релаксирующего газа // ПМТФ.— 1983.— № 5.
8. Голубкин В. И., Негода В. В. Численный расчет неравновесного обтекания крыла в приближении тонкого ударного слоя // ЖВММФ.— 1985.— Т. 25, № 4.
9. Голубкин В. И., Негода В. В. Оптимизация пространственной формы несущих тел малого удлинения при гиперзвуковых скоростях // ЖВММФ.— 1991.— Т. 31, № 12.
10. Щепановский В. А. Газодинамическое конструирование.— Новосибирск: Наука, 1991.
11. Голубкин В. И. Обтекание плоского треугольного крыла гиперзвуковым потоком газа // Учен. зап. ЦАГИ.— 1976.— Т. 7, № 6.
12. Голубкин В. И., Негода В. В. К расчету обтекания треугольных крыльев в приближении тонкого ударного слоя // ЖВММФ.— 1989.— Т. 29, № 10.
13. Ведерников Ю. А., Дулов В. Г., Латынов А. Ф. Оптимизация гиперзвуковых пространственных форм // ПМТФ.— 1979.— № 1.
14. Гонор А. Л. О пространственных телах наименьшего сопротивления при больших сверхзвуковых скоростях // ПММ.— 1963.— Т. 27, вып. 1.

г. Жуковский

Поступила 7/II 1992 г.