

УДК 533.6.011

ОБТЕКАНИЕ ТРЕУГОЛЬНОГО КРЫЛА ГИПЕРЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ ПРИ БОЛЬШИХ УГЛАХ АТАКИ

Голубкин В. Н.

Методом тонкого ударного слоя [1, 2] исследуется неизвестный ранее режим обтекания треугольного крыла конечного размаха при углах атаки, близких к $\pi/2$. Дается формулировка задачи обтекания, получены аналитические выражения для газодинамических функций и уравнения, связывающие форму поверхности крыла и скачка уплотнения. Указывается способ решения обратных задач обтекания телесных крыльев с присоединенным скачком уплотнения.

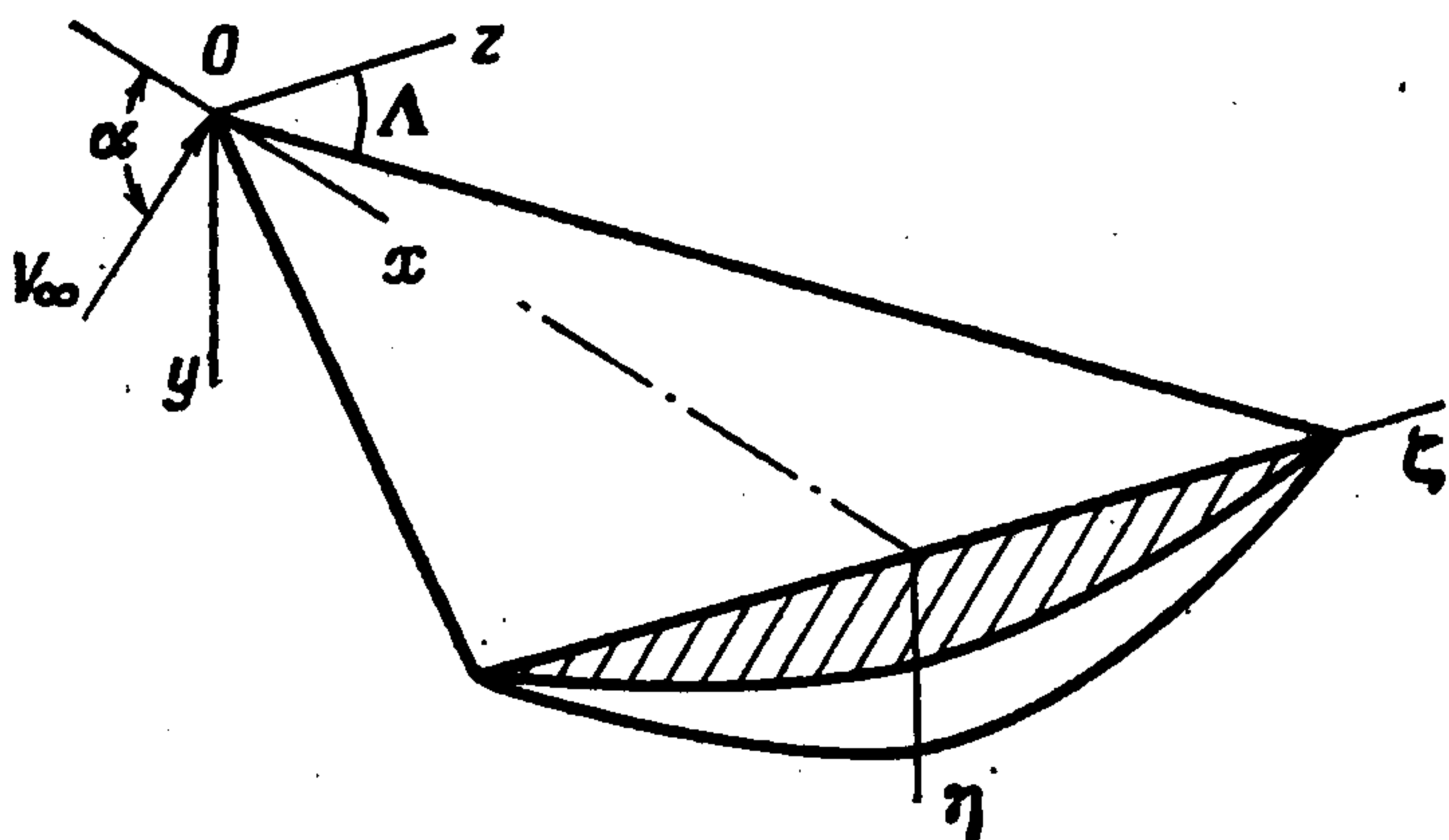
Если угол атаки при стремлении к нулю отношения ε плотностей на скачке уплотнения остается конечным, то скачок уплотнения присоединен к острым передним кромкам крыла при любых конечных углах стреловидности. Основные результаты исследования такого режима обтекания даны в [3]. С другой стороны, при углах атаки, близких к $\pi/2$, реализуется обтекание крыла с отсоединенным скачком.

Ниже показано, что при $\varepsilon \ll 1$ существует режим обтекания треугольного крыла в диапазоне углов атаки, близких к $\pi/2$, $\alpha = \pi/2 - \varepsilon^{1/2}A$, когда скачок уплотнения присоединен к вершине крыла, но в зависимости от угла стреловидности может быть присоединенным или отшедшим от передней кромки. Этот режим является промежуточным по отношению к двум упомянутым выше режимам и допускает аналитическое исследование.

1. Рассмотрим обтекание треугольного крыла гиперзвуковым потоком газа при больших углах атаки

$$(1.1) \quad \alpha = \pi/2 - A_*, \quad 0 < A_* \ll 1$$

Пусть $Oxyz$ — связанная с крылом декартова система координат (фиг. 1). Толщину крыла, отсчитываемую от базовой плоскости $y = 0$,



Фиг. 1

будем считать малой. Вследствие сильного сжатия газа в головном скачке уплотнения поверхность скачка также близка к плоскости $y = 0$ и малый параметр метода тонкого ударного слоя, равный отношению плотностей на скачке, имеет вид

$$(1.2) \quad \varepsilon = \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \left(1 + \frac{2}{m} \right)$$

$$m = (\kappa - 1) M_\infty^2 = O(1)$$

где κ — показатель адиабаты, M_∞ — число M набегающего потока.

В равенстве (1.1) положим $A_* = A\varepsilon^n$, $A = O(1)$.

С целью оценки порядков величин возмущений рассмотрим обтекание передней кромки плоского крыла с конечным углом стреловидности Λ ($\cos \Lambda = O(1)$). Уравнение присоединенного скачка записывается в виде

$$y_s = Y(x \cos \Lambda - z \sin \Lambda)$$

и содержит неизвестную величину Y ($\varepsilon, \alpha, \Lambda$), подлежащую определению.

Используя известные соотношения на скачке, найдем разложение для нормальной к крылу составляющей скорости, которая согласно условию непротекания должна обращаться в нуль. Учитывая члены наименьшего

порядка малости при $\varepsilon \rightarrow 0$, получим:

$$(1.3) \quad \varepsilon^n A Y \cos \Lambda - Y^2 - \varepsilon + \dots = 0$$

откуда находим решение, соответствующее слабой ветви скачка

$$(1.4) \quad Y = 1/2 [\varepsilon^n A \cos \Lambda - (\varepsilon^{2n} A^2 \cos^2 \Lambda - 4\varepsilon)^{1/2}]$$

Видно, что в случае $n < 1/2$, в частности при $n = 0$ [3], скачок присоединен к кромке при любом конечном угле стреловидности. В случае $n = 1/2$, когда в уравнении (1.3) должны быть сохранены все члены, подкоренное выражение может стать отрицательным. Это свидетельствует о том, что в нормальном к кромке сечении угол поворота потока больше предельного и обтекание с присоединенным скачком не реализуется. Случай $n = 1/2$, $A \geq 2$, т. е.

$$(1.5) \quad \alpha = \pi/2 - \varepsilon^{1/2} A, \quad A \geq 2$$

является особым. Если при фиксированном угле атаки (1.5) угол стреловидности увеличивается, то согласно (1.4) при $\Lambda = \Lambda^* = \arccos(2/A)$ происходит переход от режима обтекания со скачком, присоединенным к передней кромке ($0 \leq \Lambda \leq \Lambda^*$), к режиму с отсоединенным от кромки скачком ($\Lambda > \Lambda^*$). В то же время, очевидно, [4, 5] скачок остается присоединенным к вершине, т. е. возможно коническое течение. Однако при обтекании конечного крыла влияние задней кромки не распространяется вверх по потоку, если всюду в сжатом слое течение сверхзвуковое. Это условие будет сформулировано ниже. На больших углах атаки ($n = 1/2$, $A < 2$ или $n > 1/2$) обтекание с присоединенным к кромке скачком невозможно. Для дальнейшей конкретизации режима обтекания в этом случае (скачок, присоединенный к вершине, или полностью отсоединенный) нужно получить глобальное решение задачи обтекания [6, 7] или использовать экспериментальные данные [8].

Рассмотрим особый случай (1.5), являющийся, таким образом, промежуточным между режимом обтекания крыла со скачком, присоединенным к кромке при любом Λ , и режимом со скачком, отсоединенным от кромки при любом Λ . Оценка порядков величин возмущенных функций в сжатом слое в рассматриваемом диапазоне углов атаки при $\varepsilon \rightarrow 0$ показывает, что

$$(1.6) \quad u \sim w \sim \varepsilon^{1/2} V_\infty, \quad v \sim \varepsilon V_\infty, \quad p \sim \varepsilon^{-1} \rho_\infty$$

$$\frac{p - p_\infty}{\rho_\infty V_\infty^2} - 1 \sim \varepsilon, \quad d \sim \varepsilon^{1/2} c$$

где u, v, w — компоненты скорости по осям x, y, z , p — давление, ρ — плотность, d — толщина сжатого слоя, c — корневая хорда крыла, индекс ∞ означает параметры набегающего потока.

Видно, что вследствие почти лобового натекания потока на крыло скорость газа в сжатом слое мала и по порядку величины сравнима со скоростью звука, а толщина сжатого слоя по порядку величины больше, чем при конечных углах атаки [3].

2. Обратимся к формулировке задачи и ее решению. Используя оценки (1.6), представим искомые функции в виде разложений

$$(2.1) \quad u/V_\infty = \varepsilon^{1/2} u_0(\eta, \zeta) + \dots, \quad v/V_\infty = \varepsilon v_1(\eta, \zeta) + \dots$$

$$w/V_\infty = \varepsilon^{1/2} w_0(\eta, \zeta) + \dots, \quad p = p_\infty + \rho_\infty V_\infty^2 \{1 +$$

$$+ \varepsilon [p_1(\eta, \zeta) - A^2] + \dots\}$$

$$\rho_\infty/\rho = \varepsilon - \varepsilon^2 (1 - A^2 + p_1) - \varepsilon^2 m (m + 2)^{-1} (u_0^2 + w_0^2) + \dots$$

$$\left(\eta = \frac{y}{\varepsilon^{1/2} x}, \quad \zeta = \frac{z}{x} \right)$$

Из уравнений Эйлера для конических течений [4] с учетом (2.1) в основном приближении метода тонкого ударного слоя получим следующую систему уравнений (индексы у функций опускаем):

$$(2.2) \quad (v - u\eta) \frac{\partial u}{\partial \eta} + (w - u\zeta) \frac{\partial u}{\partial \zeta} = 0$$

$$(2.3) \quad (v - u\eta) \frac{\partial w}{\partial \eta} + (w - u\zeta) \frac{\partial w}{\partial \zeta} = 0$$

$$(2.4) \quad \frac{\partial v}{\partial \eta} + \frac{\partial w}{\partial \zeta} - \left(\eta \frac{\partial u}{\partial \eta} + \zeta \frac{\partial u}{\partial \zeta} \right) = 0$$

$$(2.5) \quad (v - u\eta) \frac{\partial v}{\partial \eta} + (w - u\zeta) \frac{\partial v}{\partial \zeta} = - \frac{\partial p}{\partial \eta}$$

$$(| \zeta | \leq Z, Z = \operatorname{ctg} \Lambda)$$

На поверхности скачка уплотнения $\eta = \eta_s(\zeta)$ и на поверхности крыла $\eta = \eta_b(\zeta)$ выполняются условия

$$(2.6) \quad u_s = A - \eta_s + \zeta \eta_s', \quad v_s = u_s (\eta_s - \zeta \eta_s') - 1 - \eta_s'^2$$

$$w_s = -\eta_s', \quad p_s = v_s + A (\eta_s - \zeta \eta_s') \quad (\eta_s' \equiv d\eta_s/d\zeta)$$

$$(2.7) \quad v_b = u_b \eta_b + (w_b - \zeta u_b) \eta_b' \quad (\eta_b' \equiv d\eta_b/d\zeta)$$

Для решения системы (2.2) — (2.5), как и в [3, 9], введем функцию ψ , постоянную вдоль конической проекции поверхности тока на плоскость $x = 1$ и равную координате ζ точки ее пересечения со скачком уплотнения

$$(v - u\eta) \frac{\partial \psi}{\partial \eta} + (w - u\zeta) \frac{\partial \psi}{\partial \zeta} = 0, \quad \psi[\eta_s(\zeta), \zeta] = \zeta$$

Переходя к новым независимым переменным ζ, ψ , из (2.2), (2.3), (2.6) получим

$$u = u(\psi) = A - \eta_s(\psi) + \psi \eta_s'(\psi), \quad w = w(\psi) = -\eta_s'(\psi)$$

Наклон проекций поверхностей тока $\psi = \operatorname{const}$ равен

$$(2.8) \quad \frac{\partial \eta}{\partial \zeta} = \frac{v - u\eta}{w - u\zeta}$$

Дифференцируя обе части (2.8) по ψ и используя (2.4), приходим к уравнению

$$(w - u\zeta) \frac{\partial^2 \eta}{\partial \zeta \partial \psi} + u(\psi) \frac{\partial \eta}{\partial \psi} = 0$$

решение которого с учетом условия на крыле $\eta = \eta_b(\zeta)$ при $\psi = \psi_b(\zeta)$ запишем в виде

$$(2.9) \quad \eta(\psi, \zeta) = \eta_b(\zeta) + \int_{\psi_b}^{\psi} F(\xi) [w(\xi) - \zeta u(\xi)] d\xi$$

где произвольные функции F, ψ_b должны быть определены из граничных условий. Для этого находим функцию v из (2.8) и используем условия (2.6), в которых $\eta_s(\zeta) = \eta(\zeta, \zeta)$. В результате имеем

$$F(\xi) = [w(\xi) - \xi u(\xi)]^{-2}$$

Удовлетворяя затем условию (2.7), получим уравнение для определения функции $\psi_b(\zeta)$

$$(2.10) \quad F(\psi_b) \psi_b'(\zeta) [w(\psi_b) - \zeta u(\psi_b)] = 0 \quad (\psi_b' \equiv d\psi_b/d\zeta)$$

Аналогично задаче обтекания крыла малого удлинения [5, 9] это уравнение имеет два решения. Первое решение $\psi_b = \operatorname{const}$ соответствует случаю, когда поверхность крыла совпадает с поверхностью тока. Второе

решение соответствует переменной вдоль крыла функции тока, обратной к функции $N = w/u$, т. е.

$$(2.11) \quad N[\psi_b(\zeta)] = \zeta$$

Выполнение условия (2.10) обеспечивает совпадение наклона проекций поверхностей тока на крыле и наклона крыла, т. е. поверхность крыла — огибающая поверхностей тока. Проекция поверхности тока с данным значением ψ оканчивается на крыле в точке с координатой $\zeta = N(\psi)$. В этой точке вектор полной скорости направлен по лучу конического течения.

Для скорости v в результате имеем из (2.8)

$$\frac{v}{u(\psi)} = \eta - [N(\psi) - \zeta] \int_{\psi_b}^{\psi} \frac{d\xi}{[w(\xi) - \xi u(\xi)]^2} + [N(\psi) - \zeta] \eta_b'$$

Интегрируя (2.5), найдем распределение давления

$$p = p_s(\zeta) + \int_{\psi}^{\zeta} [w(\psi_1) - \zeta u(\psi_1)] \frac{\partial v}{\partial \zeta} \frac{\partial \eta}{\partial \psi_1} d\psi_1$$

Итак, все газодинамические параметры выражены через две функции, описывающие форму крыла и скачка уплотнения. В задачах обтекания может задаваться только одна из них, а вторая определяется из решения. Уравнение, связывающее эти функции непосредственно, получается из (2.9)

$$(2.12) \quad \eta_s(\zeta) = \eta_b(\zeta) + \int_{\psi_b}^{\zeta} \frac{w(\xi) - \zeta u(\xi)}{[w(\xi) - \xi u(\xi)]^2} d\xi$$

Двукратное дифференцирование с учетом (2.6), (2.10), (2.11) позволяет представить эту связь в дифференциальной форме

$$(2.13) \quad \eta_s'' \left\{ 1 - \frac{1 + \zeta^2}{[\eta_s'(1 + \zeta^2) + \zeta(A - \eta_s)]^2} \right\} = \eta_b'' + \frac{\psi_b'(\zeta)}{u(\psi_b)[\psi_b(\zeta) - \zeta]^2}$$

$$(2.14) \quad \frac{\eta_s'(\psi_b)}{\eta_s(\psi_b) - A - \psi_b \eta_s'(\psi_b)} = \zeta$$

Эти уравнения относятся к случаю $\psi_b = \psi_b(\zeta)$. Если же $\psi_b = \text{const}$, то поверхность крыла совпадает с поверхностью тока $\eta = \eta_t(\zeta)$. Форма поверхностей тока описывается уравнением (2.9) при $\psi_b = \text{const}$, откуда с учетом (2.12) получаем

$$(2.15) \quad \eta_t'' = \eta_s'' \left\{ 1 - \frac{1 + \zeta^2}{[\eta_s'(1 + \zeta^2) + \zeta(A - \eta_s)]^2} \right\}$$

Распределение давления по крылу дается формулой

$$(2.16) \quad p_b(\zeta) = p_s(\zeta) + \eta_t''(\zeta) \int_{\psi_b}^{\zeta} \frac{[w(\xi) - \zeta u(\xi)]^3}{[w(\xi) - \xi u(\xi)]^2} d\xi$$

Отметим, что упомянутое в п. 1 условие того, что всюду в сжатом слое течение является сверхзвуковым, вследствие (2.1)—(2.3), (2.6) имеет вид

$$(A - \eta_s + \zeta \eta_s')^2 + \eta_s'^2 > 1$$

При этом решения для бесконечного крыла пригодны и для крыла с конечной хордой.

3. Задание поверхности крыла функцией $\psi = \psi_b(\zeta)$ и систему уравнений (2.13), (2.14) целесообразно использовать в случае присоединенного к кромке скачка уплотнения. В задаче о крыле с отсоединенным скачком более удобно представление формы крыла в виде $\zeta = \zeta_b(\psi)$. В этом случае на поверхности крыла выполняется условие, аналогичное (2.11)

$$(3.1) \quad \zeta_b(\psi) = N(\psi)$$

а уравнение для формы скачка при обтекании плоского крыла преобразуется

$$(3.2) \quad N'(\psi) \eta_s'' [N(\psi)] \left\{ 1 - \frac{1 + N^2(\psi)}{[w[N(\psi)] - N(\psi)u[N(\psi)]]^2} \right\} = \frac{u(\psi)}{[w(\psi) - \psi u(\psi)]^2}$$

Отсюда видно, что кривизна скачка уплотнения имеет особенность в точке, соответствующей обращению в нуль выражения в фигурных скобках. Полагая, как и в [5], что особая точка лежит на характеристической прямой, которая перпендикулярна крылу и проходит через переднюю кромку $\zeta = \zeta_b(\psi) = Z$, получим с учетом (3.1) на кромке краевое условие смешанного типа

$$(3.3) \quad (1 + Z^2) \eta_s'(Z) + Z[A - \eta_s(Z)] = -(1 + Z^2)^{1/2}$$

Краевыми условиями для уравнения (3.2) служат (3.3) и условие симметрии $\eta_s'(0) = 0$. Решение этой задачи показывает, что и при $A < 2$ возможны конические режимы обтекания со скачком, присоединенным только к вершине и с запираем потоком на передней кромке (нормальная составляющая скорости газа равна скорости звука [6]).

4. Рассмотрим режим обтекания с присоединенным к передней кромке скачком. Функция тока не может быть переменной вдоль всей поверхности крыла.

Предположим обратное. Тогда на всей поверхности крыла выполняется (2.11) и на передней кромке ($\zeta = Z$): $N = Z$, вследствие чего наклон линии тока за скачком

$$(4.1) \quad \eta_t'|_s = -w_s - \frac{1}{w_s - \zeta u_s}$$

обращается в этой точке в бесконечность. Тогда, чтобы не нарушить условие непротекания, нужно считать, что и наклон крыла бесконечно большой, но тогда невозможно существование присоединенного скачка. Таким образом, функция тока может быть переменной только на некоторой части поверхности крыла, которая сопрягается со скачком посредством поверхности (тока) с постоянной функцией $\psi_b = Z$.

Для плоского треугольного крыла присоединенный к кромке скачок на некотором участке плоский, что соответствует одному из решений уравнения (2.13) при $\eta_b = \eta_t = 0$, $\psi_b = \text{const}$:

$$\eta_s' = \text{const}$$

Отметим, что это уравнение имеет и другое решение, которое описывает искривленный скачок над плоским крылом и может быть использовано при построении решения прямой задачи

$$\eta_s = A + \sqrt{1 + \zeta^2} (\pm \text{arctg } \zeta + \text{const})$$

Сопряжение равномерного потока за плоским скачком с завихренным течением за искривленным скачком вблизи плоскости симметрии, по-видимому, приведет к появлению ряда особенностей в форме скачка аналогично [2, 10].

На примере решения обратной задачи покажем возможность построения замкнутой формы крыла с присоединенным скачком гладкой формы.

В силу симметрии задачи рассмотрим диапазон $\zeta \geq 0$. Зададим форму скачка в виде параболы

$$(4.2) \quad \eta_s = -1/2 b \zeta^2, \quad b > 0$$

Из уравнения (2.14) находим

$$(4.3) \quad \psi_b(\zeta) = \frac{1}{\zeta} \left[\left(1 + \frac{2A}{b} \zeta^2 \right)^{1/2} - 1 \right]$$

Форма участка поверхности крыла с переменной функцией тока при $0 \leq \zeta \leq \zeta_*$ определяется путем квадратур из (2.12) с учетом (4.2), (4.3). Для сопряжения этой части со скачком при $\zeta_* \leq \zeta \leq Z$ используем одну из поверхностей тока (2.15), подходящих по касательной к огибающей их поверхности крыла уже известной формы. От выбора той или иной поверхности тока зависит величина угла стреловидности получаемого крыла $\Lambda = \text{arcsctg } Z$, а также координата ζ_* .

Чтобы избежать точки возврата в форме крыла, нужно выбирать такую поверхность тока, что перемещение вдоль нее от скачка к телу осуществлялось бы в направлении к плоскости симметрии $\zeta = 0$, которая, следовательно, соответствует линии стекания. Это имеет место при $\psi_b(\zeta) > \zeta$, что согласно (4.3) при $b < A$ справедливо в диапазоне $\zeta < a$ ($a^2 = 2(A/b - 1)$). В случае $b > A$ в плоскости симметрии расположена линия растекания. Физическая реальная форма крыла получится, если наклон поверхности тока за скачком на кромке отрицателен $\eta_s'(Z) < 0$, что выполняется при $b < A - \sqrt{2}$, $\zeta_1 < Z < \zeta_2$ ($\zeta_{1,2}^2 = a^2/2 \mp (a^4/4 - 2/b^2)^{1/2}$). В поле течения могут существовать так называемые критические [2, 9] сечения ζ_c , в которых кривизна проекций поверхностей тока равна нулю и меняет знак при переходе через эти сечения. Они соответствуют обращению в нуль выражения в фигурных скобках в формуле (2.13). Одновременно за счет изменения направления центробежных сил в ударном слое при $\zeta = \zeta_c$ меняет знак разность давлений $p_b(\zeta) - p_s(\zeta)$ на теле и на скачке уплотнения.

Давление в плоскости симметрии выражается в виде

$$p_s(0) = -1$$

$$p_b(0) = p_s(0) + \frac{b}{2(A-b)^2} \left[b^3 - 6Ab^2 + 3A^2b + 2A^3 + 6A^2b \ln \frac{b}{A} \right]$$

Кроме того, в окрестности плоскости симметрии ($\zeta \ll 1$) форма тела имеет вид параболы

$$\eta_b = \eta_{b0} - 1/2 B \zeta^2$$

$$\eta_{b0} = - \frac{A - b + b \ln(b/A)}{(A - b)^2}, \quad B = b + \frac{A^2}{2(A - b)^3}$$

но в отличие от решения при конечных углах атаки [9] она не эквидистантна форме тела (4.2), поскольку $B > b$.

Еще одно отличие состоит в том, что уравнения (2.13), (2.14) и другие содержат не только производные η_s' , η_s'' , но и саму функцию η_s . Поэтому задание формы скачка в виде

$$\eta_s = \eta_{s0} - 1/2 b \zeta^2$$

вместо (4.2) изменит решение, например

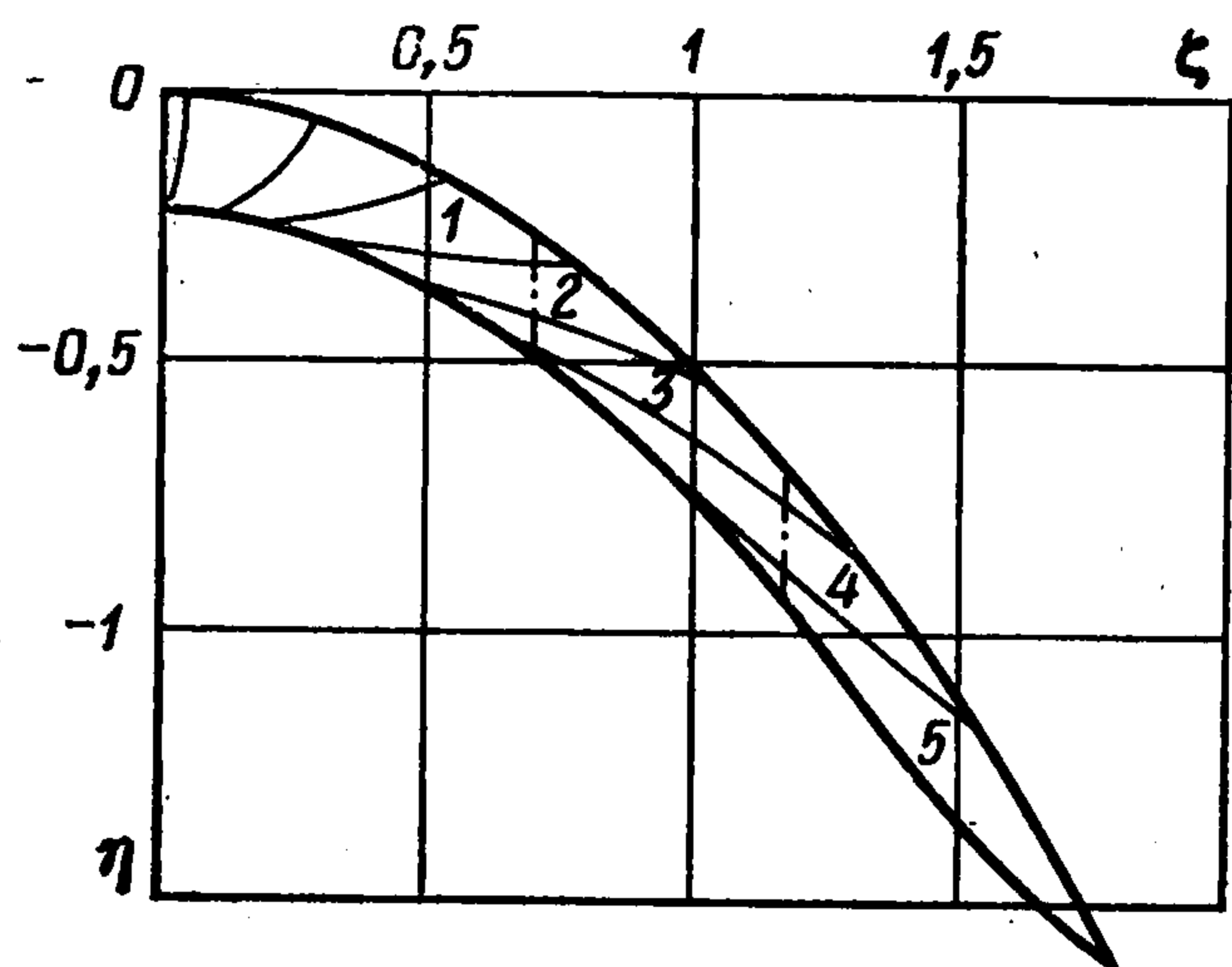
$$p_s(0) = 2A\eta_{s0} - \eta_{s0}^2 - 1$$

$$\eta_{b0} = \eta_{s0} - \frac{A - \eta_{s0} - b + b \ln b/(A - \eta_{s0})}{(A - \eta_{s0} - b)^2}$$

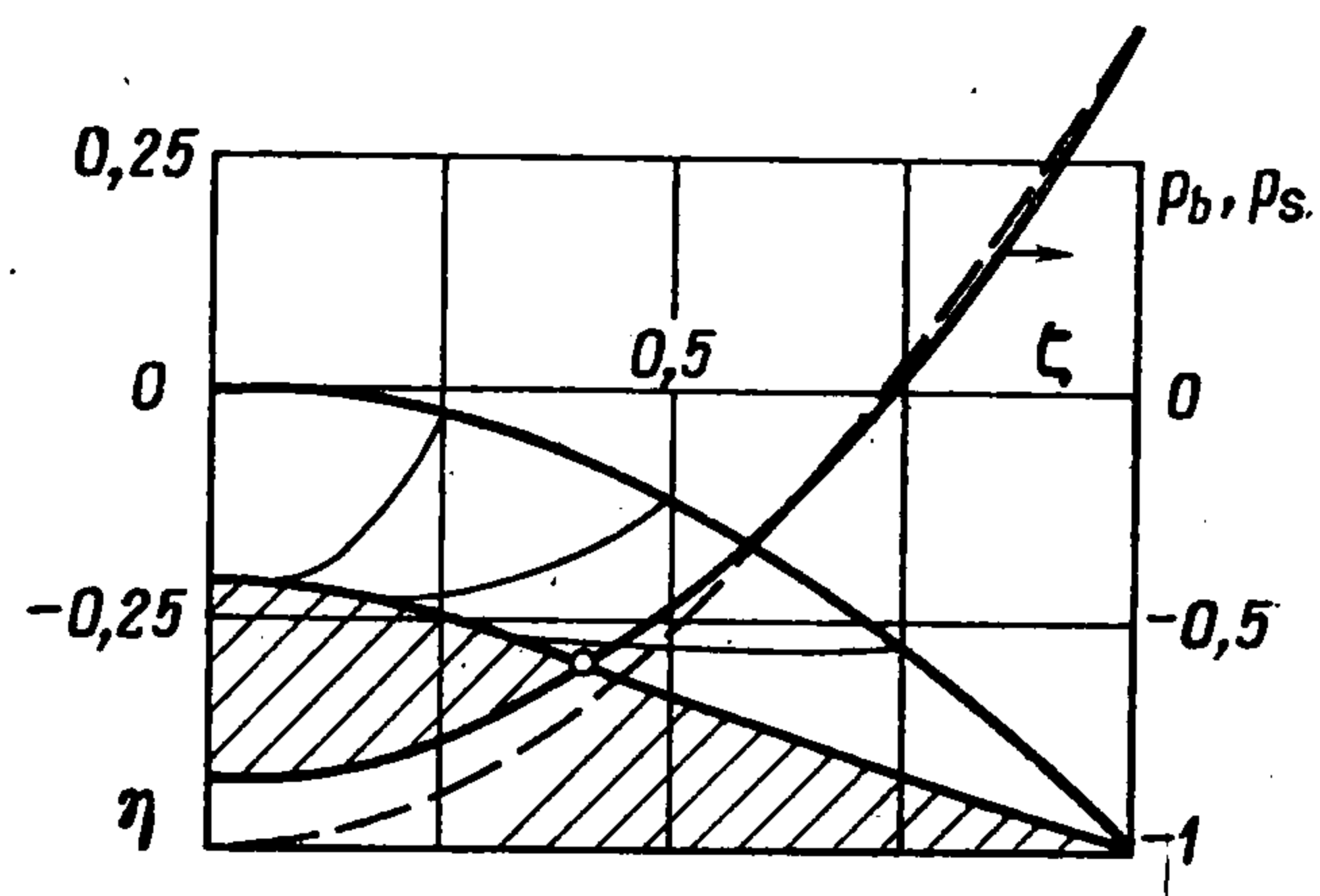
а все остальные формулы начиная с (4.3) сохраняют свой вид, если в них заменить A на $A - \eta_{s0}$.

Конфигурация скачка, поверхностей тока и огибающей для случая $A = 3, b = 1$ показана на фиг. 2. В соответствии со сказанным выше в качестве консольной части поверхности крыла может быть выбрана любая из поверхностей тока, пересекающихся со скачком в диапазоне $0,765 < \zeta < 1,848$, например поверхности 1—5. В результате получается семейство крыльев с толщиной и заданной формой присоединенного скачка (4.2).

В данном случае в диапазоне $0 < \zeta < a$ имеется два критических сечения $\zeta_{c1} = 0,69, \zeta_{c2} = 1,17$, показанные штрихпунктирными линиями на фиг. 2.



Фиг. 2



Фиг. 3

Форма поверхности крыла с углом стреловидности $\Lambda = \pi/4$ показана на фиг. 3. Точкой отмечено место сопряжения участков поверхности с распределенной и постоянной функциями тока. Здесь же приведено распределение давления по поверхности крыла $p_b(\zeta)$, рассчитанное по формуле (2.16) (сплошная линия), и давление непосредственно за скачком $p_s(\zeta)$ (штриховая линия).

Отметим, что для определенных конфигураций скачка наряду с указанными выше достаточными условиями построения поверхности крыла гладкой формы в одной или нескольких точках $\zeta \neq 0$ выполняется равенство $\psi_b(\zeta) = \zeta$ и в поле течения наряду с линией стекания (растекания) в плоскости симметрии аналогично обтеканию при конечных углах атаки [9, 11] возникают дополнительные линии стекания (растекания).

ЛИТЕРАТУРА

1. Черный Г. Г. Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью. М.: Физматгиз, 1959. 220 с.
2. Hayes W. D. Probstein R. F. Hypersonic flow theory. V. 1. N.Y.—L.: Acad. press, 1966. 602 p.
3. Gonor A. L. Theory of hypersonic flow about a wing.— In: Progr. Aerospace Sci., Oxford, 1973, p. 109—175.
4. Булах Б. М. Нелинейные конические течения газа. М.: Наука, 1970. 343 с.
5. Messiter A. F. Lift of slender delta wings according to Newtonian theory.— AIAA Journal., 1963, v. 1, No. 4, p. 794—802.— Рус. пер.: Ракетная техника и космонавтика, 1963, № 4, с. 31—41.
6. Черный Г. Г. Крылья в гиперзвуковом потоке.— ПММ, 1965, т. 29, вып. 4, с. 616—635.
7. Базжин А. П. К расчету обтекания плоских треугольных крыльев при больших углах атаки.— Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 5, с. 104—105.
8. Башкин В. А. Экспериментальное исследование обтекания плоских крыльев при числах $M_\infty = 3$ и 5 в диапазоне углов атаки от нуля до 90° .— Тр. ЦАГИ, 1970, вып. 1175, с. 124—169.
9. Голубинский А. И. Обтекание гиперзвуковым потоком треугольных крыльев определенного класса, установленных под углом атаки с присоединенным скачком уплотнения.— Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 5, с. 73—78.
10. Голубкин В. Н. Обтекание плоского треугольного крыла гиперзвуковым потоком газа.— Уч. зап. ЦАГИ, 1976, т. 7, № 6, с. 1—10.
11. Гонор А. Л., Остапенко Н. А. Гиперзвуковое обтекание крыла конечной толщины.— Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 3, с. 46—55.

Москва

Поступила в редакцию
13.V.1983