

диссоциации $\alpha_0 = 10-50\%$, относительная концентрация возбужденных частиц $\gamma \geq 10-15\%$ [7, 8]. Приведенные данные показывают достаточно удовлетворительное соответствие натуральных условий лабораторным.

Поступила 2 XI 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Ерофеев А. И., Омелик А. И. Моделирование натуральных аэродинамических условий в верхних слоях атмосферы.—Труды ЦАГИ, 1975, вып. 1641.
2. Баринов И. С., Жестков Б. Е., Омелик А. И., Орлова З. Т. Вакуумная аэродинамическая труба с высокой температурой торможения.—ТВТ, 1973, т. 11, № 3, с. 602.
3. Жестков Б. Е., Омелик А. И., Орлова З. Т. Некоторые характеристики индукционного разряда пониженного давления в азоте.—ТВТ, 1970, т. 8, № 4, с. 707.
4. Скворцов В. В., Носачев Л. В., Нецветайлов Е. М. Исследование характеристик многоэлектродного зонда в условиях потока разреженной плазмы.—Косм. исследования, 1969, т. 7, № 3, с. 415.
5. Жиляев И. Р., Омелик А. И. Термоэлектрический измеритель тепловых потоков компенсационного типа.—ТВТ, 1973, т. 11, № 2, с. 380.
6. Агафонов В. П., Вергушкин В. К., Гладков А. А., Полянский О. Ю. Неравновесные физико-химические процессы в аэродинамике. М., «Машиностроение», 1972.
7. Околосземное космическое пространство. Справочные данные. М., «Мир», 1968.
8. Челурной В. И. О расхождении значений плотности верхней атмосферы, полученных по лобовому сопротивлению искусственных спутников и по приборам.—«Геомагнетизм и аэрномия», 1974, т. 14, № 4, с. 756.

УДК 533.6.011.5

СВЕРХЗВУКОВОЕ ОБТЕКАНИЕ ОСТРОКОНЕЧНЫХ КРЫЛЬЕВ

Г. П. Воскресенский, А. С. Ильина, В. С. Татаренчик

(Москва)

1. Численное решение задачи установившегося сверхзвукового обтекания остроконечных профилированных крыльев с присоединенной к передней кромке ударной волной рассматривалось в работе [1]. Однако приведенные там результаты относились к крыльям с плоской верхней поверхностью. В данной работе приводятся некоторые результаты расчетов для крыльев с профилированными верхней и нижней поверхностями.

Метод, алгоритм и программа решения на ЭВМ данной задачи те же, что и в работах [1—3]. Как и в указанных работах, задача рассматривалась в декартовой системе координат x, y, z с началом в носке крыла. Плоскость $z = 0$ является плоскостью симметрии крыла, а также и всего течения, поскольку скольжение с целью сокращения расчетов исключено. Поверхность крыла задается функцией $y = G(x, z)$, а граница области потока, возмущенной крылом, определяется искомой функцией $y = F(x, z)$.

Задачи для верхней и нижней поверхности крыла в силу того, что граница возмущенной области опирается на переднюю кромку крыла, рассматриваются раздельно. Газодинамические функции в возмущенной области определяются из краевой задачи для системы дифференциальных уравнений в частных производных (уравнений движения, неразрывности

и энергии), определяющих течение невязкого газа. Так как проекция скорости звука на ось x по предположению больше местной скорости звука, то эта система является x -гиперболической.

Для получения начальных данных задачи производится расчет обтекания носка крыла в предположении, что он имеет коническую поверхность и сопрягается с остальной поверхностью крыла в начальной плоскости $x = x_0$ без разрыва первых производных. Такое коническое течение определяется методом установления по автомоделльной координате x .

Граничные условия ставятся на передней кромке крыла и на границе области потока, возмущенной крылом. На нижней поверхности крыла граница области возмущения соответствует ударной волне, а на верхней — ударной волне или характеристической поверхности.

На передней кромке используется асимптотическое приближение решения, главному члену которого соответствует течение около клина, обтекаемого скоростью нормальной к передней кромке в данной точке. Асимптотика различна для верхней и нижней частей клина. Как правило, снизу имеет место течение сжатия, а сверху — течение расширения. В данной работе для обеих частей крыла применялся объединенный алгоритм решения, в котором тип граничных условий на передней кромке соответствовал местным значениям угла подхода скорости внешнего потока к поверхности крыла.

Определение условий на внешней границе кратко выглядит так. Сначала ставятся условия для ударной волны. Если разность между давлениями газа за и перед ударной волной оказывается больше некоторого ϵ , то считается, что они поставлены правильно. Если указанная разность меньше ϵ , то на данном участке области возмущения ударная волна считается вырожденной в характеристическую поверхность, что позволяет упростить граничные условия.

Решение задачи производилось численным методом 2-го порядка точности [2, 3] в областях $x = x_0 + n\Delta x$ с последовательным переходом от одной области, где решение уже найдено, к соседней, близко расположенной $x = x_0 + (n + 1)\Delta x$.

Для удобства построения алгоритма область решения введением вспомогательных переменных нормировалась:

$$t = x; \quad \xi = (y - G)/(F - G); \quad \theta = z/H(t); \quad 0 \leq \xi \leq 1; \quad 0 \leq \theta < 1,$$

где $\xi = 0$ — поверхность крыла; $\xi = 1$ — граница области потока, возмущенной крылом; H — аппликата передней кромки крыла.

Сетка счетной плоскости имеет 189 счетных точек. Она образуется из 21 луча $z = \text{const}$, на каждом из которых имеется по 9 точек. Расчетный шаг между лучами $\Delta\theta = 0,05$, а между узлами $\Delta\xi = 0,125$.

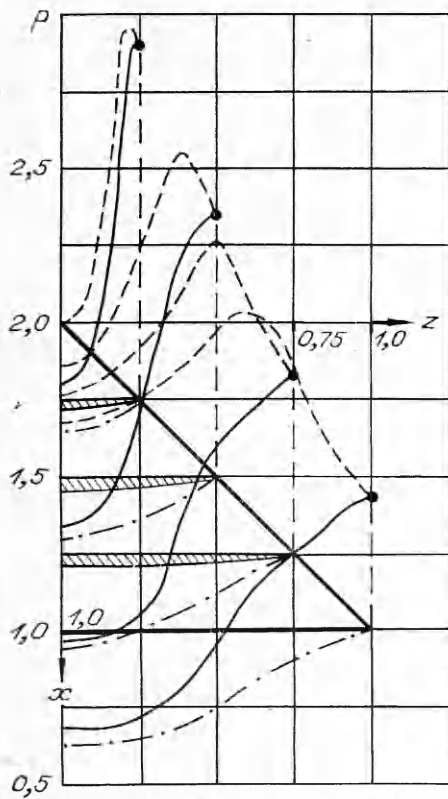
Верхняя и нижняя поверхности крыла задавались уравнением

$$y = G(t, \theta) = 4c\bar{c}(1 - \theta^{1+b})t^{1+a}[1 - t - (1 - \theta^{1+e})\mu(t)],$$

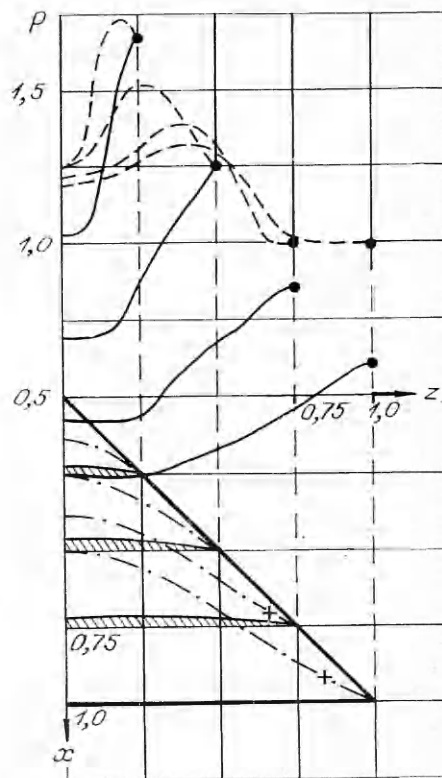
где

$$a = \frac{t_0}{1 - t_0}; \quad \mu(t) = \mu_0 \left(\frac{t - t_0}{1 - \mu_0 - t_0} \right)^{1+d}.$$

Величина t_0 , определяющая длину конического носка, была взята равной 0,05, а коэффициенты b , e и d соответственно равнялись 0,5; 0,25; 0,25. Величина c определяет прогиб поверхности крыла. Так, для треугольного крыла при $a = 0$ максимальное значение относительного прогиба в плоскости симметрии равно \bar{c} . В рассмотренных ниже примерах указаны величины коэффициентов для верхней и нижней поверхности $\bar{c}_в$ и $\bar{c}_н$.



Фиг. 1



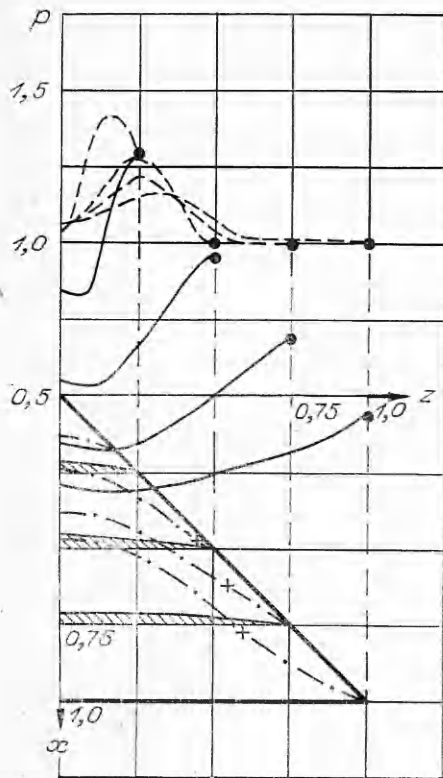
Фиг. 2

Предполагается, что передняя и задняя кромки крыла лежат в плоскости $y = 0$. Передняя кромка определяется уравнением $\theta = 1$, а задняя — уравнением $1 - t - (1 - \theta^{1+\epsilon})\mu(t) = 0$. При этом ранее указанный коэффициент μ_0 определяет стреловидность задней кромки. При $\mu_0 = 0$ получается треугольное в плане крыло, при $\mu_0 > 0$ — стреловидное, а при $\mu_0 < 0$ — ромбовидное.

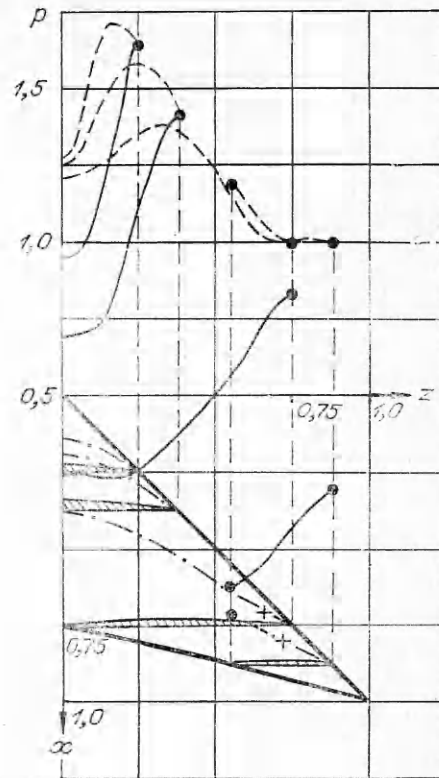
Для расчета выбирались такие значения μ_0 , при которых задняя кромка являлась сверхзвуковой и на течение в пределах крыла не влияла. Поскольку расчет обтекания каждой из поверхностей крыла производился независимо, то эти поверхности продолжались за пределы задней кромки без нарушения гладкости, а в процессе расчета наличие задней кромки не учитывалось. Однако результаты расчета выбирались только из той области, которая находилась в пределах контура крыла. Данные для задней кромки можно было получать интерполяцией функций между лучами, находящимися до и после задней кромки.

Особенностью поверхности крыльев, рассматриваемых в данной работе, является убывание относительной толщины сечений на их концах. Такая форма поверхности выбрана с целью продемонстрировать возможность получения в районе передней кромки верхней поверхности течения с непрерывным переходом от области сжатия к области расширения.

В расчетах использовались безразмерные значения газодинамических функций. Давление и плотность отнесены к своим значениям в набегающем потоке, а вектор скорости — к величине $\sqrt{p_\infty/\rho_\infty}$. Линейные размеры отнесены к величине корневой хорды крыла.



Фиг. 3



Фиг. 4

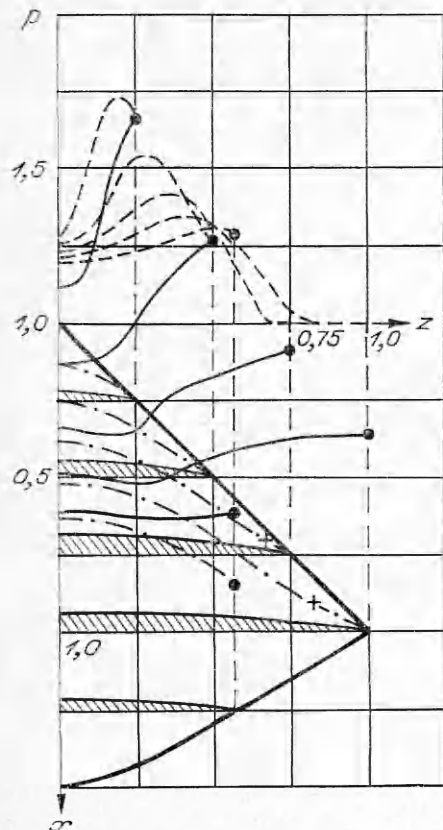
2. Расчеты трехмерных течений конечно-разностным методом дают большое количество информации о полях газодинамических функций в области возмущенного крылом потока, но в данной работе приведены лишь некоторые характерные результаты.

На фиг. 1—5 для поперечных сечений $x = \text{const}$ приведено распределение давления при $M_\infty = 3,0$ по поверхности крыла (сплошные кривые) и на границе возмущенной области (штриховые кривые), которая может быть ударной волной или характеристической поверхностью. Показаны также контуры крыльев в плане и контуры поперечных сечений крыльев. Штрихпунктиром показано положение границы области возмущения, крестиком отмечен переход ударной волны в характеристику.

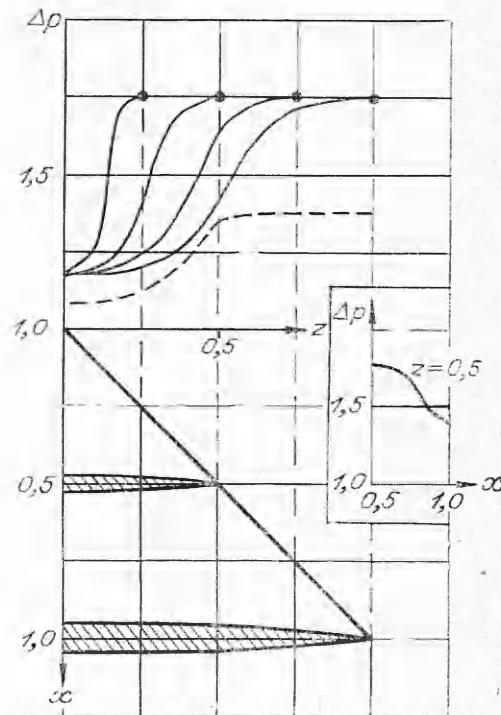
Кривые на фиг. 1 относятся к нижней поверхности треугольного крыла ($\alpha = 5^\circ$, $\chi = 45^\circ$, $\bar{c}_n = 0,04$, $\mu_0 = 0$), на фиг. 2, 3 — к верхней поверхности треугольного ($\alpha = 5$ и 8° , $\chi = 45^\circ$, $\bar{c}_v = 0,05$, $\mu_0 = 0$), а на фиг. 4, 5 — к верхней поверхности стреловидного и ромбовидного крыльев ($\alpha = 5^\circ$, $\chi = 45^\circ$, $\bar{c}_v = 0,05$, $\mu_0 = 0,25$).

Кривые распределения давления в поперечных сечениях как по нижней, так и по верхней поверхности крыла для всех крыльев показывают, что наибольшая величина давления имеет место на участке передней кромки, расположенном непосредственно за коническим носком. Это вызвано формой поверхности крыла, наибольший наклон которой находится как раз за коническим носком.

Кривые распределения давления за ударной волной для всех крыльев характерны тем, что имеет место область падения давления у передней



Ф и г. 5

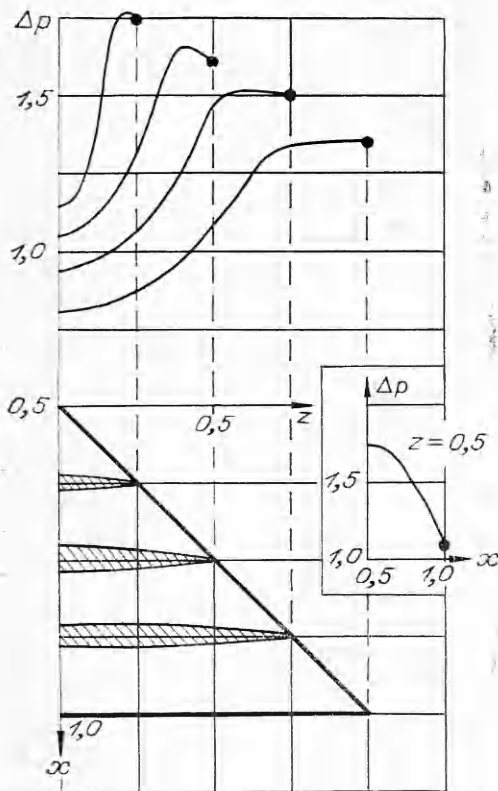


Ф и г. 6

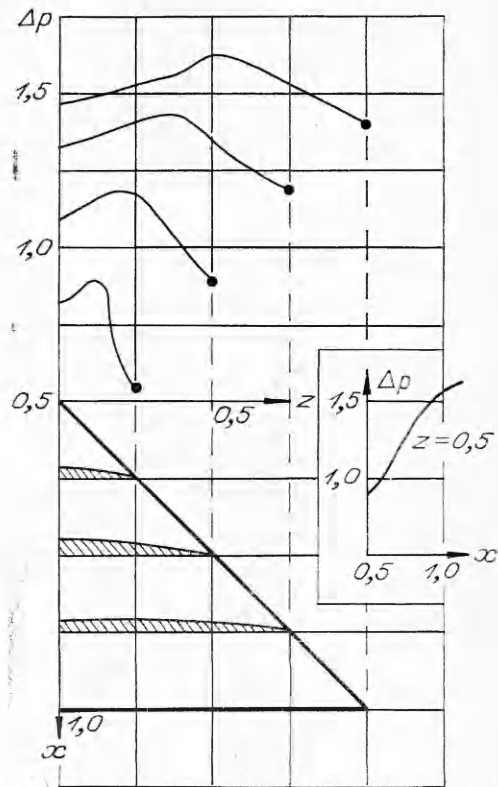
кромки крыла. Она увеличивается по мере удаления от носка крыла. С этим связано наличие точки перегиба у контура сечения ударной волны, например, для нижней поверхности крыла, хорошо заметной при $x = 0,75$ и $1,0$ (см. фиг. 1). Все это, по-видимому, вызвано тем, что относительная толщина крыла сильно убывает на его концах.

Если для крыльев типа плоской пластины (над верхней поверхностью) при угле атаки, не равном нулю, всегда имеет место течение расширения и характер течения определяется только углом атаки, то для профилированных крыльев характер течения определяется уже не только углом атаки, но и местным наклоном касательной плоскости к поверхности крыла. Поэтому над верхней поверхностью при данном угле атаки в зависимости от формы профиля может быть как течение сжатия, так и течение расширения или то и другое с непрерывным переходом от области сжатия к области расширения.

Это подтверждается фиг. 2—5, где для случаев обтекания верхних поверхностей различных крыльев произведено сравнение наклона касательной к кривой $F = F(x, z)$ и к сечению характеристической поверхности при $x = 0,75$ и $1,0$. Оно показало их малое различие. Кривые $p = p(0,75, z)$ и $p(1, z)$ при $\xi = 1$ также показывают, что при $z > 0,7$ ударная волна почти не отличается от характеристической поверхности, кроме того, на передней кромке крыла имеется различие в давлении на теле и волне, следовательно, на конце крыла имеется область течения расширения.



Ф и г. 7



Ф и г. 8

Точка перегиба контура ударной волны при $x = 0,75$ и $1,0$ имеет место и для верхней поверхности, так как характер распределения давления для нее тот же, что и для нижней поверхности.

Сравнение данных расчета обтекания треугольного крыла при $\alpha = 5$ и 8° (см. фиг. 2, 3) позволяет увидеть зависимость газодинамических функций от угла атаки. Дополнительных особенностей в распределении функций при таком изменении угла атаки не наблюдается. Имеется естественное общее увеличение давления на нижней поверхности крыла и уменьшение его на верхней. «Вырождение» ударной волны в характеристическую поверхность над верхней поверхностью крыла при $\alpha = 8^\circ$ происходит при $z \approx 0,5$, что несколько меньше z при $\alpha = 5^\circ$.

Расчеты обтекания треугольного крыла с той же формой поверхности, но при другом угле стреловидности $\chi = 60^\circ$ и другом числе $M_\infty = 4,0$ также показали, что все отмеченные особенности распределения давления и формы ударной волны сохраняются и при этом режиме обтекания.

На фиг. 6—8 представлено распределение нагрузки $\Delta p = \bar{p}_n - \bar{p}_в$ по треугольным крыльям со стреловидностью передней кромки $\chi = 45^\circ$ на угле атаки $\alpha = 8^\circ$ при $M_\infty = 3,0$. Сплошные кривые на фиг. 6 соответствуют крылу с конической формой поверхности ($\bar{c}_в = 0,05$, $\bar{c}_н = 0,03$), штриховой кривой нанесено распределение Δp у треугольной пластины той же стреловидности при $x = 1$ ($\bar{c}_в = \bar{c}_н = 0$). На фиг. 7 изображено распределение нагрузки по крылу с двояковыпуклым профилем ($\bar{c}_в =$

$\bar{c}_b = 0,05$, $\bar{c}_n = 0,03$), а на фиг. 8 — по крылу с плосковыпуклым профилем ($\bar{c}_b = 0,05$, $\bar{c}_n = 0$). Данные для плоской поверхности этого крыла и для треугольной пластины взяты из [1].

На фиг. 6—8 также показана нагрузка вдоль хорды $z = 0,5$. Видно, что у крыла с конической поверхностью и крыла с двояковыпуклым профилем характер распределения нагрузки схож, но у крыла с плосковыпуклым профилем он иной. При $z = 0,5$ у крыла с двояковыпуклым профилем нагрузка убывает с ростом x , а у крыла с плосковыпуклым профилем возрастает. Этот результат, по-видимому, нельзя объяснить только влиянием кривизны срединной поверхности. Так, например, крыло с плосковыпуклым профилем $\bar{c}_b = 0,02$, $\bar{c}_n = 0$ при $\alpha > 0$ будет иметь в плоскости симметрии производную $d\Delta p/dx > 0$, в то время как у рассмотренного выше крыла с двояковыпуклым профилем и такой же кривизной срединной поверхности $d\Delta p/dx < 0$.

Отсюда следует, что выводы по аэродинамическим свойствам треугольных крыльев при сверхзвуковом обтекании с ударной волной, присоединенной к передней кромке, основанные только на использовании характера изменения срединной поверхности, могут оказаться необоснованными. Необходим учет характера изменения верхней и особенно нижней поверхностей крыла.

В процессе расчета обтекания каждой из поверхностей крыла определялись также и аэродинамические коэффициенты C_t , C_n и m_z . Коэффициенты C_t и C_n вычислены в связанной с крылом системе координат. Коэффициент m_z взят относительно вершины крыла и отнесен к его корневой хорде. Коэффициенты C_n и m_z для каждой из поверхностей крыла вычислены в предположении, что на другой стороне давление равно нулю.

Аэродинамические коэффициенты C_t и C_n в связанной системе координат могут быть пересчитаны на коэффициенты C_x и C_y в скоростной системе координат, как известно, по формулам

$$C_x = C_n \sin \alpha + C_t \cos \alpha, \quad C_y = C_n \cos \alpha - C_t \sin \alpha,$$

а коэффициент m_z остается без изменения.

В таблице приведены значения коэффициентов C_t , C_n и m_z как для отдельных поверхностей крыла, так и целиком для всего крыла. Коэффициент C_t для полного крыла получается как сумма коэффициентов от нижней и верхней поверхностей крыла, а коэффициенты C_n и m_z получаются как разность коэффициентов от нижней и верхней поверхностей крыла.

В последней строке таблицы приведено положение аэродинамического фокуса по углу атаки, т. е. точки приложения приращения подъемной силы крыла при малом изменении угла атаки. Поскольку профиль рассматриваемых крыльев несимметричный, фокус не совпадает с центром давления, являющегося точкой приложения всей подъемной силы. Для определения положения фокуса проведены дополнительные расчеты обтекания крыла при $\alpha = \alpha \pm 0,5^\circ$. Фокус определен относительно носка крыла в долях его корневой хорды.

Для параметров $M_\infty = 3,0$, $\alpha = 5^\circ$, $\chi = 45^\circ$ в таблице приведены значения C_n и фокуса x_f плоских крыльев той же формы в плане, что и профилированные. Эти данные получены на основе работы [1] и помещены под соответствующими значениями коэффициентов C_n и x_f профилированных крыльев.

В проверке расчетов использовалось сопоставление значения интеграла Бернулли в набегающем потоке с его значениями в области, возмущен-

M_∞	3	3	3	3	3	3	3	4	3
α°	0	0	0	5	5	5	8	5	5
χ°	45	45	45	45	45	45	45	60	45
μ_0	0,00	0,25	-0,5	0,00	0,25	-0,5	0,00	0,00	0,00

Нижняя поверхность

$c_{\text{Н}}^-$	0,05	0,05	0,05	0,04	0,04	0,04	0,03	0,02	0,00
C_t	0,0068	0,0069	0,0060	0,0058	0,0067	0,0057	0,0039	0,0013	0,0000
C_n				0,2387	0,2374	0,2354	0,2937	0,1451	0,2305
m_z				0,1450	0,1655	0,1194	0,1746	0,0909	0,1535

Верхняя поверхность

$c_{\text{В}}^-$	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05
C_t	0,0068	0,0069	0,0060	0,0048	0,0054	0,0044	0,0039	0,0032	0,0048
C_n				0,1138	0,1126	0,1133	0,0880	0,0587	0,1138
m_z				0,0656	0,0745	0,0547	0,0500	0,0322	0,0656

Полное крыло

C_t	0,0136	0,0138	0,0120	0,0106	0,0121	0,0101	0,0078	0,0045	0,0048
C_n				0,1249	0,1248	0,1221	0,2057	0,0864	0,1167
m_z				0,124	0,127	0,123			
x_f				0,0794	0,0910	0,0647	0,1246	0,0587	0,0879
				0,615	0,74	0,50			
				0,67	0,78	0,55			

ной присутствием крыла. Разница в них не превышала 1% для отдельных случаев, в основном она была ниже.

Более полно результаты расчетов для верхней и нижней половин течения представлены в [4], где даны таблицы положения границы области возмущения, а также компонентов вектора скорости, давления и плотности в 55 точках четырех поперечных сечений для треугольного и стреловидного крыльев. Для ромбовидного крыла таблицы даны для пяти поперечных сечений.

Поступила 3 XII 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Воскресенский Г. П., Ильина А. С., Татаренчик В. С. Сверхзвуковое обтекание крыльев с присоединенной ударной волной.—«Труды ЦАГИ», 1974, вып. 1950.
2. Воскресенский Г. П. Численное решение задачи обтекания произвольной поверхности треугольного крыла в области сжатия сверхзвуковым потоком газа.—«Изв. АН СССР. МЖГ», 1968, № 4.
3. Воскресенский Г. П. Численное решение задачи обтекания верхней поверхности треугольного крыла в области расширения сверхзвуковым потоком газа.— ПМТФ, 1973, № 6.
4. Воскресенский Г. П., Ильина А. С., Татаренчик В. С. Сверхзвуковое обтекание крыльев. Препринт Ин-та прикл. матем. № 104, 1976.