

4. Ханг Ф., Скоттлоайн С. Исследование влияния выступов и зазоров на аэродинамический нагрев поверхности. Астронавтика и ракетодинамика. Экспресс-информация, 1975, № 41.
5. Барышев Ю. В., Виноградов Ю. А., Леонтьев А. И., Рождественский В. И. Теплообмен на пористой поверхности в сверхзвуковом потоке. В сб. «Теплообмен», 1974. Советские исследования. М., «Наука», 1975.
6. Иевлев В. М. Некоторые вопросы гидродинамической теории теплообмена при течении газа. Докл. АН СССР, 1952, т. 87, № 1.
7. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М., «Энергия», 1972.

УДК 533.6.011 : 629.7.0525

О ВЛИЯНИИ СКОЛЬЖЕНИЯ НА АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КРЫЛА ПРИ ГИПЕРЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ

В. Н. ГОЛУБКИН

(Москва)

Исследовано влияние скольжения на силовые и моментные характеристики узкого треугольного крыла, обтекаемого под конечным углом атаки гиперзвуковым потоком газа с присоединенным скачком уплотнения. Приведены результаты расчетов и асимптотические формулы для крыла с гиперзвуковыми передними кромками.

При аэродинамическом расчете гиперзвуковых летательных аппаратов распределение давления по обтекаемой поверхности обычно оценивается по формуле Ньютона (или Ньютона — Буземана) [1-3]. Дальнейшее уточнение результатов осуществляется по теории тонкого сжатого слоя [1, 2, 4], в которой определяются последующие приближения с использованием в качестве малого параметра отношения плотностей ϵ на скачке уплотнения.

При исследовании гиперзвукового обтекания под углом атаки крыльев большой стреловидности применяется теория [5], в которой предельный переход $\epsilon \rightarrow 0$ осуществляется при постоянном значении параметра подобия Ω , равном отношению угла полураствора крыла к углу Маха в сжатом слое. Обзор работ, использующих эту теорию, можно найти в [6-9].

Предложенный в монографии [2] метод решения задачи обтекания нижней поверхности плоского треугольного крыла с присоединенным скачком уплотнения получил дальнейшее развитие в работах [9, 10] с использованием идей, содержащихся в [11]. Сравнение с результатами прямых численных расчетов по схеме [12], проведенное в [9], показало надежность метода и возможность его применения в условиях реального гиперзвукового полета.

В данной работе на основе обобщения метода [2, 9, 10] на случай обтекания со скольжением исследуется зависимость аэродинамических характеристик крыла от угла скольжения. При ньютоновском обтекании скольжение не вызывает момента крена. Поэтому полученные результаты для таких важных при маневре самолета характеристик, как момент крена и его производная по углу скольжения [13], представляют собой главные члены разложений.

1. Пусть гиперзвуковой поток идеального газа ($M_\infty \gg 1$), набегающий на плоское треугольное крыло с углом полураствора ϕ , характеризуется углом атаки α и углом скольжения β . Вводя малый параметр теории ударного слоя

$$(1.1) \quad \epsilon = \frac{\chi - 1}{\chi + 1} + \frac{2}{(\chi + 1) M_\infty^2 \sin^2 \alpha \cos^2 \beta}$$

осуществим предельный переход $\epsilon \rightarrow 0$ при следующих условиях:

$$\begin{aligned} \alpha &= O(1), & (\chi - 1) M_\infty^2 \sin^2 \alpha \cos^2 \beta &= O(1) \\ \phi / \epsilon^{1/2} \operatorname{tg} \alpha &= \Omega = \text{const}, & \beta / \epsilon^{1/2} \sin \alpha &= B = O(1) \end{aligned}$$

где χ — отношение теплоемкостей.

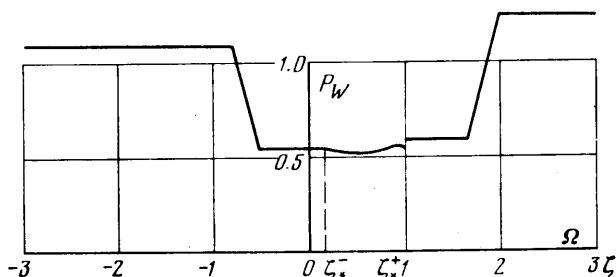
При этом в случае обтекания крыла с присоединенным скачком уплотнения для функций следующего приближения к ньютоновскому, зависящих от конических координат η , ξ [9-11], получается краевая задача в области, заключенной между поверхностью крыла и скачком [6]. Наличие скольжения проявляет себя лишь в запи-

си условий сохранения на головном скачке. Поэтому основная задача — определение формы этого скачка — решается аналогично [9, 10]. После этого по формулам работы [11] можно найти значения всех газодинамических функций, в частности распределение давления $p_w(\zeta)$ по размаху крыла с его наветренной стороны. В области аэродинамической тени давление полагается равным нулю.

2. Коэффициент давления на поверхности крыла дается выражением

$$(2.1) \quad (c_p - 2 \sin^2 \alpha) / 2\varepsilon \sin^2 \alpha = p_w(\zeta)$$

На фиг. 1 представлен график функции $p_w(\zeta)$ для $\Omega=3$, $B=0.5$. По методу [9, 10] эта функция так же, как и форма скачка уплотнения, в диапазонах $-\Omega \leq \zeta \leq \zeta_{*}^{-}$,



Фиг. 1

$\zeta_{*}^{+} < \zeta \leq \Omega$ определяется аналитическими формулами, а на участке $\zeta_{*}^{-} \leq \zeta \leq \zeta_{*}^{+}$ — численным интегрированием обыкновенных дифференциальных уравнений.

При обтекании со скольжением закон подобия для коэффициента нормальной силы принимает вид

$$(2.2) \quad (c_N - 2 \sin^2 \alpha - 2/\mu M_\infty^2) / \varepsilon \sin^2 \alpha = F(\Omega, B)$$

$$(2.3) \quad F(\Omega, B) = \frac{1}{\Omega} \int_{-\Omega}^{\Omega} p_w(\zeta) d\zeta$$

Вызванная скольжением несимметрия в распределении давления по размаху (фиг. 1) приводит к появлению момента крена относительно оси крыла x . Для коэффициента момента крена получим

$$(2.4) \quad 3m_x / 2\varepsilon \sin^2 \alpha = \Phi(\Omega, B)$$

$$(2.5) \quad \Phi(\Omega, B) = \frac{1}{\Omega^2} \int_{-\Omega}^{\Omega} p_w(\zeta) \zeta d\zeta$$

Поэтому производная $m_x^{\beta} = \partial m_x / \partial \beta$ подчиняется следующему закону подобия:

$$(2.6) \quad 3m_x^{\beta} / \varepsilon^{1/2} \sin 2\alpha = \Pi(\Omega, B)$$

$$(2.7) \quad \Pi(\Omega, B) = \partial \Phi / \partial B$$

Зависимости функции F , Φ , Π от Ω при $B=0, 0.5, 0.9$ показаны на фиг. 2–4 сплошными линиями. Кроме того, результаты вычислений функции F сведены в таблицу.

Отметим, что при вычислении коэффициентов c_N и m_x величины нормальной силы и момента крена были отнесены к скоростному напору, при этом положитель-

Ω	2.2	2.6	3.0	4.0	5.0	6.0	7.0	8.0	9.0	10
$F(\Omega, 0)$	1.582	1.731	1.792	1.891	1.926	1.946	1.962	1.972	1.976	1.980
$F(\Omega, 0.5)$	—	1.725	1.789	1.886	1.926	1.946	1.963	1.972	1.976	1.982
$F(\Omega, 0.9)$	—	—	1.757	1.880	1.925	1.950	1.962	1.974	1.978	1.982

ные значения момента крена соответствовали моменту, направленному вдоль оси x по потоку.

3. В предельном случае $\Omega \rightarrow \infty$ (крыло с гиперзвуковыми передними кромками), как и в [9, 10], задача может быть решена аналитически до конца. Это позволяет найти асимптотические представления функций (2.3), (2.5), (2.7) при больших значениях Ω

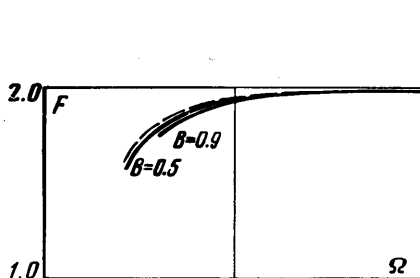
$$(3.1) \quad F(\Omega, B) = 2(1 - 1/\Omega^2) + \dots$$

$$(3.2) \quad \Phi(\Omega, B) = -2B/\Omega^3 + \dots$$

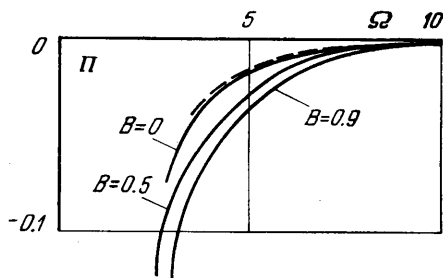
$$(3.3) \quad \Pi(\Omega, B) = -2/\Omega^3 + \dots$$

На фиг. 2–4 эти зависимости нанесены пунктиром. Видно, что при $\Omega \geq 5$ они с удовлетворительной точностью описывают данные расчета.

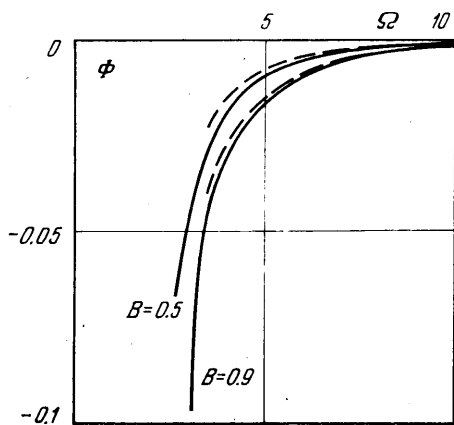
Асимптотические формулы (3.1) и (3.3) свидетельствуют о независимости функций F и Π от угла скольжения при больших Ω . Оказывается, что этот результат



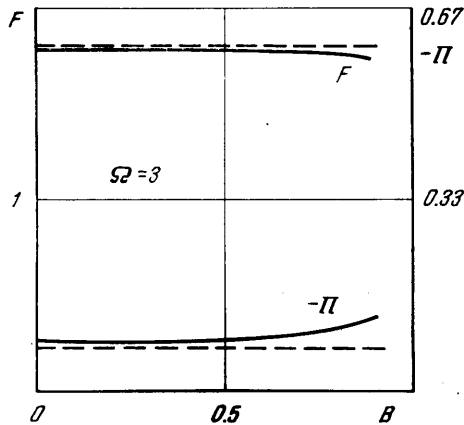
Фиг. 2



Фиг. 4



Фиг. 3



Фиг. 5

асимптотической теории с определенной степенью точности справедлив и при умеренных значениях параметра Ω : для функции F вплоть до $B \approx 1$ (фиг. 2, таблица) и для функции Π при $B \leq 0.5$ (фиг. 4).

Для большей наглядности на фиг. 5 сплошными линиями представлены зависимости F и Π от параметра B при $\Omega=3$, а пунктиром – результаты вычислений по формулам (3.1), (3.3) при том же значении Ω .

Таким образом, с использованием теории сжатого слоя при наличии скольжения найдены главные члены разложения по малому параметру ϵ коэффициента момента крена (2.4), (2.5) и его производной по углу скольжения (2.6), (2.7). Установлено также, что в широком диапазоне параметра B поправка к ньютоновскому значению коэффициента нормальной силы (2.2), (2.3) слабо зависит от скольжения. При $\Omega \geq 5$ с удовлетворительной точностью справедливы асимптотические формулы (3.2), (3.3), функция же F , как и в [9], практически во всем диапазоне значений $\Omega > 2$ описывается формулой (3.1).

Автор благодарен А. И. Голубинскому за полезные замечания.

Поступила 22 XI 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Черный Г. Г. Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью. М., Физматгиз, 1959.
2. Hayes W. D., Probst R. F. Hypersonic flow theory, vol. 1. Inviscid flows. New York — London, Acad. Press., 1966.
3. Гиро Ж. Основные вопросы теории гиперзвуковых течений. М., «Мир», 1965.
4. Гонор А. Л. Обтекание конических тел при движении газа с большой сверхзвуковой скоростью. Изв. АН СССР, Механика и машиностроение, 1959, № 1.
5. Messiter A. F. Lift of slender delta wings according to Newtonian theory. AIAA Journal, 1963, vol. 1, No. 4. (Рус. перев.: Подъемная сила тонких треугольных крыльев по ньютоновской теории. Ракетная техника и космонавтика, 1963, т. 1, № 4.)
6. Hillier R. Three-dimensional wings in hypersonic flow. J. Fluid Mech., 1972, vol. 54, pt 2.
7. Roe P. L. Thin shock layer theory. Aerodynamic problems of hypersonic vehicles. AGARD LS, 1972, vol. 1, No. 42.
8. Булах Б. М. Нелинейные конические течения газа. М., «Наука», 1970.
9. Голубкин В. Н. Обтекание плоского треугольного крыла гиперзвуковым потоком газа. Уч. зап. ЦАГИ, 1976, т. 7, № 6.
10. Голубинский А. И., Голубкин В. Н. О треугольном крыле в гиперзвуковом потоке газа. Докл. АН СССР, 1976, т. 226, № 4.
11. Голубинский А. И. Обтекание гиперзвуковым потоком треугольных крыльев определенного класса, установленных под углом атаки с присоединенным скачком уплотнения. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 5.
12. Воскресенский Г. П. Численное решение задачи обтекания произвольной поверхности треугольного крыла в области сжатия сверхзвуковым потоком газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 4.
13. Бюшгенс Г. С., Студнев Р. В. Динамика пространственного движения самолета. М., «Машиностроение», 1967.

УДК 533.6.011.5

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОБТЕКАНИЯ ОСТРЫХ КОНУСОВ С ОКОЛОКРИТИЧЕСКИМИ И ЗАКРИТИЧЕСКИМИ УГЛАМИ РАСТВОРА

И. И. АМАРАНТОВА, В. Г. БУКОВШИН, В. И. ШУСТОВ

(Москва)

Приводятся результаты экспериментального исследования сверхзвукового обтекания острых конусов с околокритическими и закритическими углами полураствора. Определены коэффициенты сопротивления и положения ударной волны при сверхзвуковой скорости потока, соответствующей $M_\infty=4.0$ в диапазоне изменения углов полураствора конуса от 40° до 130° при угле атаки $\alpha=0$. Экспериментальные значения коэффициентов сопротивления сравниваются с имеющимися расчетными значениями, полученными при использовании как точных, так и приближенных методов расчета. Положения отсоединенной ударной волны, полученные в опытах, сравниваются с расчетными зависимостями, полученными методом интегральных соотношений в первом приближении.

1. Несмотря на то что круговые конусы представляют собой одну из наиболее простых форм тел вращения, до последнего времени отсутствовали удовлетворительные методы расчета поля течения и вычисления сил, действующих на них на режимах обтекания с отсоединенной ударной волной, даже при нулевом угле атаки ($\alpha=0$). Известно, что на режимах обтекания с присоединенной ударной волной имеются точные решения как при $\alpha=0$, так и при $\alpha \neq 0$ и для оценок сил и давления на поверхности конуса при больших числах Маха может быть использован метод Ньютона. В противоположность этому на режиме обтекания с отсоединенной ударной волной даже при $\alpha=0$ нельзя ожидать, что метод Ньютона даст правильные оценки для давления на поверхности конуса и сил, действующих на конус. Действительно в этом случае истинное распределение давления на конусе изменяется от давления торможения за прямым скачком в вершине конуса до давления, соответствующего скорости потока, равной местной скорости звука, в конце образующей, тогда как метод Ньютона дает постоянное значение давления вдоль всей образующей.

В [1] задача об обтекании при $\alpha=0$ острых конусов с отсоединенной ударной волной решена методом интегральных соотношений в первом приближении. Из при-