

Численно они равны соответствующим значениям при $\alpha = 0$. Относительные изменения давления p_B/p_A , формы ударной волны R_B/R_A и толщины энтропийного слоя δ_B/δ_A за счет растекания показаны на фиг. 5 для $t = 30$; $\gamma = 1.4$, $\cos \theta = 1$ и $\alpha_1 = 0^\circ$ (сплошная линия); 5° (пунктир) и -5° (штрих-пунктир).

С учетом (4.1) получены формулы для коэффициента нормальной силы c_n и центра давления X путем простого суммирования на верхней и нижней поверхностях, а за характерную площадь принималась площадь крыла

$$c_n = \frac{36}{5} \kappa_3 \sin^2 \theta b^{-1/2} \alpha \left[1 - \frac{20\gamma^2(1+C_0)\varphi c_{i\kappa^*}^2 \cos^2 \theta}{(\gamma+2)(\gamma+4)(1-i_{c^*})} \int_0^1 f_1 d\eta \right]$$

$$X = 0.625b \left[1 - \frac{12\gamma^2(\gamma-1)(1+C_0)\varphi c_{i\kappa^*}^2 \cos^2 \theta}{(\gamma+2)(\gamma+4)(\gamma+1)(1-i_c)} \int_0^1 f_1 d\eta \right]$$

Вторые члены в квадратных скобках (4.2) учитывают эффект растекания.

На фиг. 6 представлена функция $dc_n/d\alpha$, а на фиг. 7 c_n/c_{n0} (c_{n0} — коэффициент нормальной силы крыла без учета растекания) в зависимости от b для $\gamma = 1.4$; $\theta = 30$ и 45° (кривые 1 и 2) и $\gamma = 1.1$; $\theta = 30$ и 45° (кривые 3, 4), из которых видно, что уменьшение θ и эффективного показателя адиабаты γ существенно снижает c_n и, следовательно, величину подъемной силы крыла. Расчеты показали, что растекание слабо влияет на положение центра давления. (Для $\theta = 30^\circ$; $\gamma = 1.4$ и $b > 30$ сдвиг центра давления относительно его положения без учета растекания менее 1%.)

В заключение автор благодарит В. В. Лунева за обсуждение результатов работы.

Поступило 26 V 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Лунев В. В. Гиперзвуковое обтекание треугольной пластины с притупленными передними кромками. Изв. АН СССР, Механика, 1965, № 3.
2. Красильников А. В. Влияние числа Маха на гиперзвуковое обтекание треугольного крыла с притупленными кромками. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 1.
3. Черный Г. Г. Течение газа с большой сверхзвуковой скоростью. М., Физматгиз, 1959.
4. Холявко В. И. Обтекание плоской затупленной пластины под малыми углами атаки гиперзвуковым потоком газа. Изв. АН СССР, ОТН, 1964, № 2.
5. Tsien H. S. The Poincare — Lighthill — Kue method. Advances Appl. Mech., vol. 4, N. Y., Acad. press, Inc., 1956.

АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТРЕУГОЛЬНЫХ КРЫЛЬЕВ ПРИ СВЕРХЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ ПРИ БОЛЬШИХ УГЛАХ АТАКИ

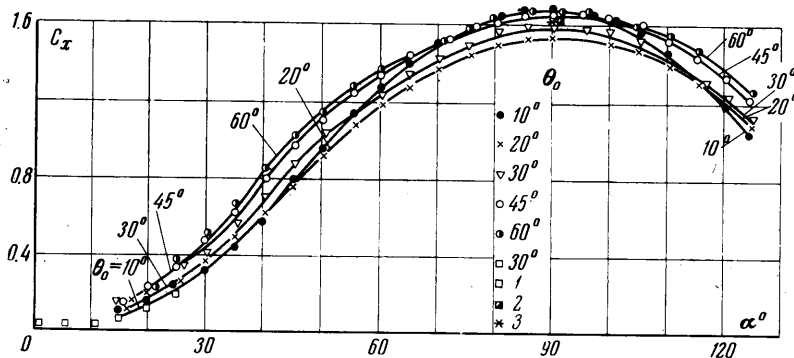
М. П. ФАЛУНИН, Г. С. УЛЬЯНОВ, А. А. МАКШИН, А. Ф. МОСИН

(Москва)

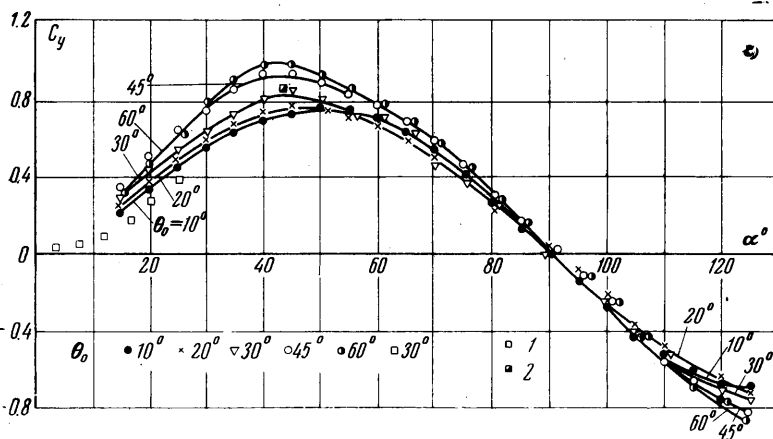
Данные по аэродинамическим характеристикам треугольных крыльев, которые приводятся в таблице и на фиг. 1—5, получены в сверхзвуковой трубе на скоростях $M = 1.5, 2.0, 2.5$ и 3.0 ; для $M = 3$ данные приведены на фиг. 1—5. Числа Рейнольдса, отнесенные к 0.1 м, изменялись в пределах $\sim 2.5 \cdot 10^6 - 4.1 \cdot 10^6$. Испытывались треугольные крылья с острыми кромками с полуглом раствора при вершине $\theta_0 = 10, 20, 30, 45$ и 60° . Коэффициенты лобового сопротивления C_x и подъемной силы C_y получены весовым способом, величины коэффициентов нормальной силы C_n и центра давления C_d определялись весовым способом и по распределению давления на лицевой стороне треугольных крыльев. Весовые характеристики определялись на углах атаки $15^\circ \leq \alpha \leq 125^\circ$. При определении C_n и C_d по распределению давления ($M = 3, 10^\circ \leq \alpha \leq 170^\circ$) считалось, что на тыльной стороне крыла давление равно нулю. При $\alpha = 0^\circ$ и $\alpha = 180^\circ$ полагалось, кроме того, что на лицевой стороне давление постоянно и равно статическому давлению в потоке перед крылом.

1. Лобовое сопротивление. Величины коэффициента лобового сопротивления для указанных четырех сверхзвуковых скоростей приведены в таблице. Значения C_x при $M = 3$ для иллюстрации представлены в виде графиков на фиг. 1.

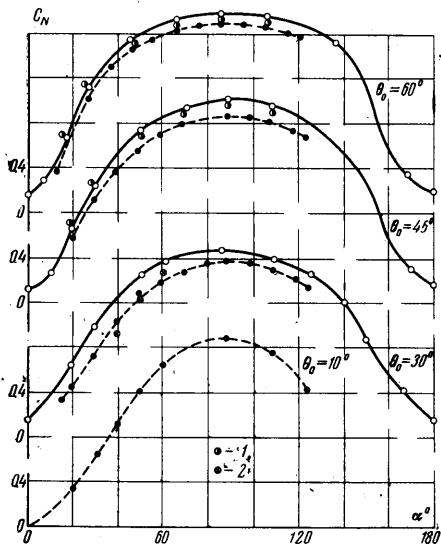
Данные о величине коэффициента сопротивления показывают заметное влияние стреловидности боковых кромок на величину C_x на углах атаки до 45° . В этом случае крыло с $\theta_0 = 60^\circ$ имеет C_x на 40—50% больший, чем крыло с $\theta_0 = 10^\circ$. При дальнейшем увеличении угла атаки значения C_x для различных крыльев сближаются. При $\alpha = 90^\circ$ общий разброс максимальных значений C_x составляет примерно 5% среднего значения. Эти значения C_x близки к значению коэффициента сопротивле-



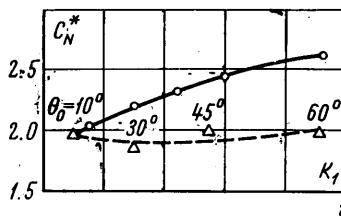
Фиг. 1



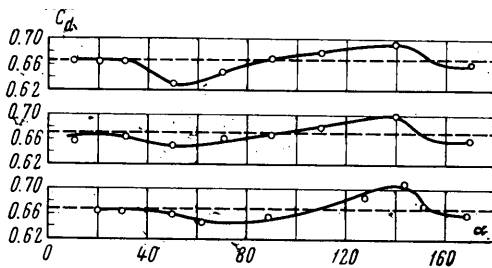
Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

α^2	C_x				C_y				C_d			
	$\theta_0 = 10^\circ$	30°	45°	60°	10°	30°	45°	60°	10°	30°	45°	60°

 $M = 1.5$

15	0.178	0.209	0.258	0.271	0.298	0.472	0.611	0.604	0.711	0.760	0.648	0.693
25	0.328	0.433	0.532	0.533	0.550	0.782	0.988	1.048	0.645	0.666	0.608	0.620
35	0.530	0.553	0.588	0.691	0.745	0.782	0.803	0.958	0.642	0.623	0.611	0.630
45	0.736	0.748	0.834	1.881	0.740	0.729	0.799	0.870	0.653	0.656	0.646	0.641
55	0.924	0.931	1.025	1.065	0.335	0.650	0.700	0.725	0.673	0.676	0.662	0.671
65	1.057	1.076	1.168	1.179	0.563	0.508	0.554	0.558	0.636	0.637	0.625	0.619
75	1.259	1.199	1.263	1.263	0.433	0.337	0.349	0.356	0.644	0.654	0.627	0.631
85	1.369	1.244	1.334	1.352	0.154	0.118	0.126	0.133	0.653	0.655	0.661	0.646
90	1.380	1.257	1.353	1.370	0.000	0.000	0.000	0.000	0.665	0.670	0.669	0.664
95	1.379	1.252	1.348	1.358	-0.110	-0.099	-0.106	-0.107	0.673	0.672	0.673	0.673
105	1.297	1.189	1.265	1.283	-0.373	-0.338	-0.346	-0.341	0.699	0.712	0.717	0.720
115	1.162	1.115	1.193	1.179	-0.573	-0.532	-0.552	-0.542	0.704	0.730	0.733	0.732
125	0.903	0.939	1.113	1.076	-0.643	-0.653	-0.758	-0.724	0.734	0.725	0.736	0.745

 $M = 2.0$

15	0.161	0.194	0.226	0.236	0.259	0.395	0.475	0.471	0.656	0.701	0.710	0.730
25	0.303	0.377	0.454	0.486	0.518	0.660	0.875	0.888	0.598	0.663	0.656	0.693
35	0.545	0.637	0.746	0.797	0.716	0.834	0.986	1.063	0.637	0.634	0.619	0.615
45	0.863	0.932	1.036	0.053	0.824	0.894	0.971	1.012	0.633	0.626	0.646	0.644
55	1.184	1.174	1.295	1.293	0.817	0.811	0.878	0.905	0.660	0.655	0.661	0.673
65	1.443	1.396	1.480	1.473	0.670	0.657	0.697	0.694	0.651	0.656	0.638	0.636
75	1.647	1.558	1.647	1.643	0.443	0.465	0.464	0.462	0.653	0.646	0.642	0.646
85	1.739	1.611	1.692	1.693	0.151	0.138	0.159	0.154	0.657	0.663	0.657	0.653
90	1.754	1.623	1.717	1.710	0.000	0.000	0.000	0.000	0.663	0.668	0.667	0.662
95	1.729	1.623	1.685	1.695	-0.136	-0.128	-0.117	-0.118	0.668	0.672	0.666	0.663
105	1.634	1.544	1.670	1.652	-0.450	-0.432	-0.446	-0.422	0.701	0.714	0.708	0.721
115	1.416	1.388	1.536	1.522	-0.655	-0.645	-0.700	-0.691	0.713	0.728	0.731	0.731
125	1.150	1.192	1.331	1.334	-0.783	-0.819	-0.897	-0.897	0.722	0.733	0.733	0.733

 $M = 2.5$

15	0.181	0.180	0.206	0.205	0.228	0.328	0.390	0.371	0.697	0.728	0.687	0.744
25	0.294	0.351	0.409	0.427	0.447	0.592	0.704	0.753	0.662	0.676	0.646	0.654
35	0.522	0.600	0.722	0.779	0.678	0.791	0.942	1.029	0.624	0.649	0.594	0.604
45	0.866	0.929	1.054	1.089	0.816	0.890	0.990	1.046	0.664	0.673	0.643	0.654
55	1.232	1.194	1.317	1.337	0.820	0.803	0.880	0.907	0.663	0.670	0.649	0.628
65	1.512	1.418	1.533	1.546	0.688	0.655	0.703	0.710	0.648	0.625	0.637	0.612
75	1.725	1.566	1.701	1.714	0.473	0.430	0.466	0.470	0.651	0.640	0.656	0.624
85	1.751	1.643	1.761	1.767	0.151	0.138	0.162	0.159	0.658	0.671	0.690	0.672
90	1.759	1.672	1.783	1.793	0.000	0.000	0.000	0.000	0.660	0.684	0.709	0.683
95	1.743	1.661	1.782	1.786	-0.139	-0.128	-0.122	-0.121	0.669	0.689	0.718	0.695
105	1.699	1.575	1.686	1.726	-0.467	-0.416	-0.449	-0.456	0.695	0.700	0.714	0.705
115	1.467	1.422	1.557	1.577	-0.678	-0.639	-0.705	-0.711	0.712	0.704	0.726	0.728
125	1.178	1.219	1.356	1.393	-0.763	-0.804	-0.906	-0.918	0.729	0.744	0.743	0.746

 $M = 3$

15	0.106	0.129	0.147	0.149	0.214	0.296	0.343	0.316	0.385	0.645	0.670	0.632
25	0.239	0.319	0.340	0.346	0.451	0.538	0.640	0.645	0.671	0.648	0.655	0.632
35	0.447	0.536	0.615	0.657	0.632	0.718	0.857	0.907	0.653	0.662	0.650	0.618
45	0.783	0.855	0.974	1.056	0.755	0.844	0.923	0.984	0.656	0.652	0.645	0.625
55	1.131	1.128	1.240	1.256	0.753	0.716	0.844	0.853	0.656	0.660	0.648	0.631
65	1.397	1.326	1.420	1.427	0.629	0.626	0.687	0.689	0.661	0.630	0.633	0.627
75	1.594	1.478	1.560	1.571	0.430	0.350	0.460	0.462	0.653	0.641	0.650	0.639
85	1.688	1.593	1.655	1.669	0.130	0.143	0.163	0.154	0.675	0.666	0.561	0.653
90	1.694	1.601	1.672	1.685	0.000	0.000	0.000	0.000	0.673	0.679	0.680	0.674
95	1.678	1.590	1.671	1.677	-0.153	-0.111	-0.105	-0.109	0.680	0.638	0.687	0.684
105	1.551	1.490	1.574	1.583	-0.429	-0.419	-0.429	-0.436	0.398	0.712	0.728	0.702
115	1.323	1.334	1.437	1.468	-0.621	-0.628	-0.664	-0.675	0.714	0.729	0.734	0.727
125	1.048	1.106	1.235	1.277	-0.725	-0.770	-0.842	-0.861	0.724	0.740	0.747	0.751

ния плоского торца цилиндра при симметричном обтекании. Зависимость $C_{x \max}$ от числа M тоже близка к аналогичной зависимости для торца. На фиг. 1 нанесены значения C_x для круглой 3 и квадратной 2 пластин при $\alpha = 90^\circ$. Результаты свидетельствуют о том, что при нормальном обтекании крыльев конечного размаха их форма в плане мало влияет на величину коэффициента лобового сопротивления. При увеличении углов атаки от 90 до 125° значение C_x уменьшается почти в такой же степени, как и при уменьшении α от 90 до 55° . На фиг. 1, кроме того, нанесены экспериментальные точки 1 по работе [3] для $M = 6.9$.

2. Подъемная и нормальная силы. На фиг. 2 изображены зависимости $C_y(\alpha)$ для различных крыльев ($15^\circ \leq \alpha \leq 125^\circ$; $M = 3$, $\gamma = 1.4$). Отличительной особенностью зависимостей $C_y(\alpha)$ является то, что при изменении угла атаки от 15° до $40-50^\circ$ крылья с меньшей стреловидностью (большим значением θ_0) имеют большее значение коэффициента подъемной силы. При этом максимальное значение подъемной силы наступает при меньших углах атаки. Так, например, для модели с $\theta_0 = 60^\circ$ $C_{y \max} \approx 1.0$ и наступает при $\alpha \approx 40^\circ$, а для модели с $\theta_0 = 10^\circ$, $C_{y \max} \approx 0.75$ и соответствует $\alpha \approx 50^\circ$. На фиг. 2 цифрой 1 отмечены экспериментальные точки по работе [3], а цифрой 2 для квадратной пластины. Аналогичные закономерности зависимостей $C_y(\alpha)$ наблюдаются и на других числах M (см. таблицу).

Графики зависимостей $C_n(\alpha)$ являются близкими к симметричным относительно вертикали $\alpha = 90^\circ$ (см. фиг. 3, $M = 3$). В соответствии с характером поведения кривых $C_x(\alpha)$ и $C_y(\alpha)$ величина $C_n(\alpha)$ при увеличении α от 15 до 90° растет быстрее у крыльев с меньшей стреловидностью. Величина $C_{n \max}$ равна $C_{x \max}$, поэтому сказанное по поводу $C_{x \max}$ справедливо и для $C_{n \max}$. На фиг. 3 представлены значения C_n , определенные весовым способом (пунктирные линии) и по распределению давления (сплошные линии). Цифрой 1 отмечены значения C_n , определенные весовым способом с учетом того, что на тыльной стороне крыла давление равно нулю. Как видно, сходимость величин C_n , определенных двумя методами, вполне удовлетворительная. Здесь же цифрой 2, для сравнения приведены расчетные данные по работе [4] для $M = 6$ и $\theta_0 = 20^\circ$. На фиг. 4 приведено сравнение полученных данных с расчетными той же работы по величине $C_n^* = C_n / \sin^2 \alpha$ в зависимости от коэффициента подобия $K_1 = 2 \operatorname{tg} \theta_0 \operatorname{ctg} \alpha$ при близких значениях коэффициента подобия $K_2 = M \sin \alpha$ (в экспериментах $K_2 = 2.9$, в расчетах 3.0). Лучшая сходимость результатов соответствует крыльям с меньшими значениями θ_0 .

3. О положении центра давления. Известно, что при равномерном распределении давления на поверхности треугольного крыла или при коническом его обтекании центр давления аэродинамической силы расположен на расстоянии $2/3$ центральной хорды, считая от вершины. Графики величин $C_d = c/H$ (c — расстояние центра давления от вершины, H — величина центральной хорды), изображенные для $M = 3$ на фиг. 5, указывают на то, что при изменении углов атаки в широком диапазоне ($0^\circ \leq \alpha \leq 180^\circ$), когда обтекание крыла может отличаться от конического, а давление может быть существенно неравномерным, центр давления перемещается вдоль центральной хорды. Эти данные получены по распределению давления на лицевой стороне крыла. На малых углах атаки, когда лицевая сторона крыла обтекает частично поступательным и частично коническим потоком $C_d = 2/3$. На углах атаки, близких к критическим, когда у вершины крыла образуется область повышенного давления [2], центр давления смещается вперед на 5—6% от $2/3$. При дальнейшем увеличении угла атаки область повышенного давления и одновременно центр давления перемещаются к задней кромке крыла. При $\alpha = 90^\circ$ снова $C_d \approx 2/3$. При $\alpha > 90^\circ$ $C_d > 2/3$. Максимальное смещение назад от центра тяжести треугольника соответствует при увеличении угла атаки моменту, непосредственно предшествующему присоединению ударного скачка к задней кромке крыла. Для $M = 3.0$, например, это соответствует углу атаки $\alpha \approx 146^\circ$. Это отклонение назад примерно равно отмеченному смещению вперед. При дальнейшем увеличении угла атаки поверхность крыла обтекает или поступательным, или смешанным (частично равномерным, частично коническим) потоком, и центр давления снова совпадает с центром тяжести треугольника. Как указывают данные таблицы, весовые испытания дают несколько большее отклонение центра давления от центра тяжести крыла ($C_{d \min} \approx 0.62$; $C_{d \max} \approx 0.74$). Аналогичные данные получены на $M = 1.5, 2.0, 2.5$.

Поступило 8 XII 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Базжин А. П. К расчету обтекания плоских треугольных крыльев при больших углах атаки. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 5.
2. Фалуни М. П., Ульянов Г. С. Треугольное крыло в сверхзвуковом потоке (результаты экспериментов, $M = 3$, $\gamma = 1.4$). Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 6.
3. Melellan C. H., Bertram M. N., Moore J. A. An investigation of four wings of square plan form at Mach number of 6.9 in the Lengley 11-inch hypersonic tunnel. NASA, Rep., 1957, No. 1310.