

6. Егоров Б. В. О релаксационном уравнении для колебательных степеней свободы двухатомного газа. Изв. АН СССР, Механика, 1965, № 3.
7. Huetz J., Huetz — Aubert H. Les mesures des temps de relaxations des gaz. J. phys et radium, 1960, vol. 21, No. 1. (Русск. перев.: Механика, Сб. перев. и обз. ин. период. лит., 1962, № 3).
8. White D. R., Millikan R. C. Vibrational relaxation in air. AIAA Journal, 1964, vol. 2, No. 10.
9. Phinney R. Nondimensional solutions of flows with vibrational relaxation. AIAA Journal, 1964, vol. 2, No. 2.

ТРЕУГОЛЬНОЕ КРЫЛО В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

М. П. ФАЛУНИН, Г. С. УЛЬЯНОВ

(Москва)

Приводятся результаты экспериментов, полученные в сверхзвуковой аэродинамической трубе на скорости, соответствующей числу $M = 3$, в диапазоне изменения углов атаки от ~ 10 до 170° для треугольных крыльев с углами полураствора θ_0 от 1 до 60° . Результаты сравниваются с теоретическими и экспериментальными данными других авторов¹.

В тексте приняты следующие обозначения: p — давление на поверхности треугольного крыла, отнесенное к давлению торможения потока; θ_0 — половина угла раскрытия вершины крыла; θ — угол между лучом, выходящим из вершины, и центральной хордой; α — угол атаки; α_* — критический угол атаки; H — величина центральной хорды (высоты треугольника); l — размах крыла; λ_Δ — его удлинение; S — площадь; r, h, x_*, t — относительные величины расстояния от вершины, проекции этого расстояния на центральную хорду, координаты критической точки и толщины крыла (за единицу принята величина H).

1. Цель и предмет исследования. Настоящее исследование было проведено с целью получения систематических опытных данных по обтеканию треугольных крыльев в широком диапазоне изменения углов атаки, а также с целью сравнения

Таблица 1

θ_0 град.	H мм	l мм	$\lambda_\Delta = \frac{2l}{H}$	t %
1	180	6.1	0.068	12.2
2	180	12.6	0.14	12.2
4	180	25.2	0.28	6.7
6	180	37.8	0.42	6.7
10	275	97	0.71	5.4
20	191	139	1.45	2.3
30	153	176	2.30	3.3
45	116	232	4.00	4.3
60	88	305	6.95	5.7

этих данных с имеющимися теоретическими выводами, в частности, с выводами относительно качественно различных режимов обтекания треугольных крыльев, содержащимися в работе [4].

Геометрические характеристики треугольных крыльев с плоской лицевой поверхностью и острыми кромками приведены в табл. 1.

Модели крыльев с малыми углами θ_0 ($\theta_0 = 1, 2, 4$ и 6°) использовались для определения оптическим путем критических углов атаки α_* , то есть таких углов атаки, при которых ударная волна еще присоединена к вершине крыла. Крылья с большими θ_0 были равновелики по

площади лицевой стороны и имели достаточные размеры, необходимые для расположения нужного количества дренажных отверстий. При обтекании поток воздействовал на эти крылья с усилиями, которые можно было с удовлетворительной точностью измерить аэродинамическими весами.

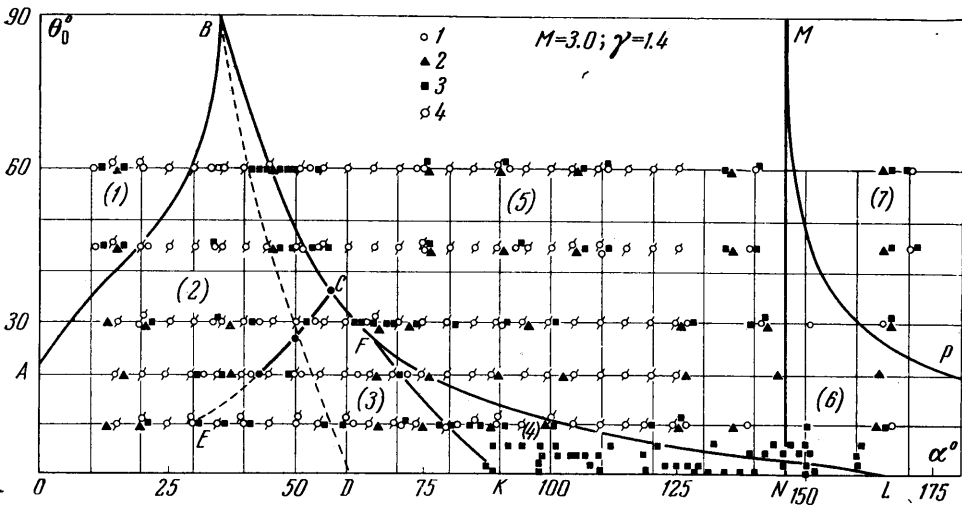
2. Методика проведения экспериментов. Все эксперименты выполнены в сверхзвуковой аэродинамической трубе. Скоростной напор при числе $M = 3$ был равен ~ 9000 кг/м², число Рейнольдса, отнесенное к 0.1 м, равно $\sim 4.1 \cdot 10^6$.

Распределение давления на лицевой стороне изучалось на дренированных моделях. Число дренированных точек изменялось от 29 до 37, дренаж производился по лучам, выходящим из вершин треугольных крыльев или по сечениям, параллельным их основаниям. Регистрация давления производилась при помощи жидкостного батарежного манометра. Удельный вес жидкости ~ 3.0 г/см³, точность отсчета при расшивке ~ 1 мм рт. ст.

Спектры обтекания крыльев фиксировались теньвым прибором ИАБ-451 (типа прибора Теплера).

¹ Когда данная работа находилась в печати, появилась статья В. А. Башкина, в которой также рассматриваются вопросы обтекания треугольных крыльев (Изв. АН СССР, МЖГ. 1967, № 3).

Для получения картины линий тока были использованы два метода визуализации. Во-первых, на лицевой стороне треугольного крыла прикреплялись в шахматном порядке через 5 мм нити длиной 3—4 мм. На углах атаки $\alpha \leq 45^\circ$ лицевая сторона модели была обращена к оптическому стеклу рабочей части аэродинамической трубы. Во время эксперимента модель фотографировалась. На больших углах атаки ($\alpha \geq 60^\circ$) фотографирование модели производилось фотоаппаратом, расположенным в форкамере аэродинамической трубы. Вторым методом визуализации, который позволил получить наиболее полную картину линий тока, являлся метод саже-масляного покрытия. Модель выдерживалась в расчетном потоке в течение 1—2 мин. После этого она вынималась из рабочей части трубы и фотографировалась. Данные фиг. 1 дают представление об объеме выполненного исследования и диапазонах изменения параметров. На фигуре знаками отмечены те значения параметров θ_0 и α , при



Фиг. 1

которых выполнялись эксперименты. Цифрой 1 обозначены эксперименты, соответствующие получению распределения давления, 2 — определению картины линий тока, 3 — фотографированию спектров обтекания, 4 — получению весовых характеристик¹.

3. Распределение давления на наветренной (лицевой) стороне треугольного крыла. Характер распределения давления на лицевой стороне треугольного крыла зависит при данном числе M от угла θ_0 и угла атаки α . Эти параметры характеризуют обтекание боковых кромок таких крыльев. При обтекании с присоединенной к кромкам ударной волной между ней и поверхностью треугольного крыла всюду сохраняется коническое течение. Если ударная волна имеет общую с вершиной крыла точку, но отсоединена от кромок, то коническое течение сохраняется хотя бы на части крыла, прилегающей к вершине (для бесконечного крыла коническое течение сохраняется на всей поверхности, для крыла конечных размеров — или на всей или на части поверхности). Если ударная головная волна полностью отошла от поверхности крыла, то коническое течение невозможно. Указанные три режима сменяются один за другим по мере увеличения угла атаки крыла при любой ее стреловидности (то есть при любом значении угла полураствора θ_0).

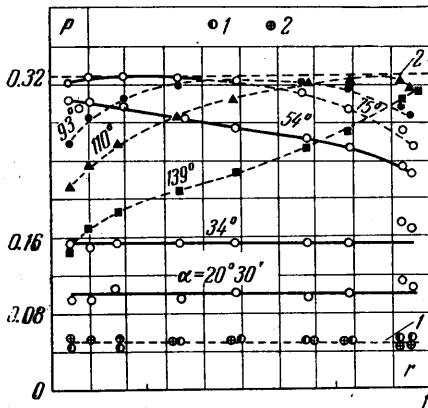
Наглядная классификация режимов обтекания лицевой стороны треугольного крыла получена в работах [2, 4] как результат нулевого приближения решения системы уравнений движения методом интегральных соотношений. Для числа $M=3$ и показателя адиабаты $\gamma=1.4$ такая диаграмма представлена на фиг. 1.

В работе [4] показано, что конические течения могут реализовываться в областях 1—4, когда ударная волна имеет общие точки с контуром треугольного крыла. В области 5 такие общие точки отсутствуют, поэтому обтекание всюду существенно трехмерное. Заметим, что на фиг. 1 пунктирная часть линии SE проведена ориентировочно.

В проведенном экспериментальном исследовании определены поля давлений на лицевой поверхности треугольных крыльев с $\theta_0=10, 20, 30, 45$ и 60° в широком диапазоне изменения углов атаки. В табл. 2 приведены данные по распределению

¹ Данные по аэродинамическим характеристикам в настоящую статью не включены.

давления на оси симметрии (центральной хорде) крыла ($\theta = 0$) при $M = 3$, $\gamma = 1.4$. Для иллюстрации эти данные для крыла $\theta_0 = 45^\circ$, луча $\theta = 0^\circ$ и числа $M = 3$ представлены на фиг. 2. Пунктирная линия 1 соответствует расчетному давлению на прямоугольной пластине при $\alpha = 10^\circ$, а линия 2 — расчетному давлению за прямым скачком. На линии 1 точка 1 нанесена для $\alpha = 10^\circ$, а точка 2 — для $\alpha = 170^\circ$.

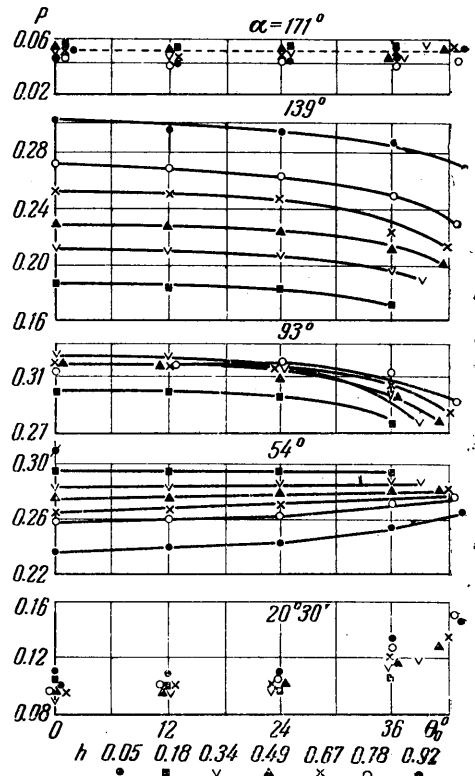


Фиг. 2

отходу ударной волны и появлению критической точки в область 5 по фиг. 1). В дальнейшем щается к задней кромке, сохраняясь на поверхности крыла вплоть до момента присоединения ударной волны к задней кромке крыла ($\alpha \sim 146^\circ$ для $M = 3$). После этого невозмущенная часть крыла обтекается поступательным потоком, соответствующим обтеканию прямоугольной пластины при угле атаки $180^\circ - \alpha$, что соответствует области 6 и 7 диаграммы на фиг. 1. Для крыльев с малыми θ_0 (порядка нескольких градусов) появление критической точки на поверхности не сопровождается отсоединением ударной волны от вершины, поэтому коническое течение вблизи вершины продолжает сохраняться. Коничность течения нарушается при $\alpha > 90^\circ$.

На боковых лучах ($\theta \neq 0$) зависимость давления от величины α и θ_0 качественно такая же, но величина $p(\theta)$ существенно зависит от θ_0 . Для крыла с $\theta_0 = 10^\circ$, обтекание которого во всех проведенных экспериментах происходило при отсоединенной от боковых кромок ударной волне, давление на оси симметрии равно или больше давления на боковых лучах. Заметим, что в этом случае непосредственно у кромок давление не измерялось. При обтекании крыльев с большими θ_0 (на малых углах атаки ударная волна присоединена к боковым кромкам) зависимость $p(\theta)$ иная, фиг. 3. На малых углах атаки ($\alpha \sim 10^\circ$) давление по всей лицевой стороне одинаково, близкое к давлению на прямоугольной пластине при том же угле атаки. С увеличением угла атаки поле давлений качественно меняется: оставаясь на каждом луче почти постоянным, оно увеличивается по направлению к кромкам. Такая картина сохраняется и после отсоединения ударной волны от боковых кромок. Лишь на углах атаки,

Данные таблицы свидетельствуют об одинаковом характере зависимости $p(\alpha, r)$ для всех испытанных крыльев: при малых углах атаки давление постоянное и близкое к расчетному давлению для прямоугольной пластины на том же угле атаки; с ростом угла атаки давление также растет, оставаясь по всей центральной хорде постоянным до тех пор, пока не начинает влиять задняя кромка. Специальных опытов по определению параметров, при которых задняя кромка крыла начинает влиять на распределение давления (линия BD на фиг. 1), не проводилось, но качественно наличие такой линии в областях 2 и 3 подтверждается. При дальнейшем увеличении угла атаки для каждого крыла наступает такой момент, когда у вершины крыла давление становится приблизительно равным давлению торможения за прямым скачком. Этот момент соответствует критической точки у вершины крыла (переход область повышенного давления пере-



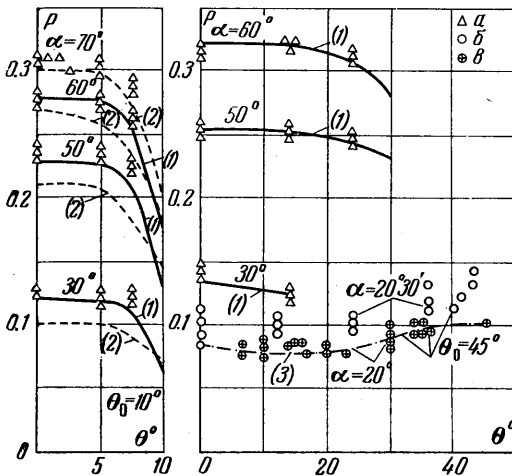
Фиг. 3

Таблица 2

α	r						α	r					
	0.6	0.7	0.8	0.9	0.97	0.1		0.2	0.3	0.4	0.5		
10°	30°	0.127	0.125	0.1255	0.128	0.131	30°	19°30'	0.096	0.099	0.101	0.101	0.100
	40°	0.182	0.180	0.180	0.183	0.184		34°	0.1645	0.166	0.167	0.168	0.167
	50°	0.243	0.242	0.239	0.293	0.238		43°	0.206	0.211	0.211	0.208	0.205
	61°30'	0.288	0.288	0.283	0.281	0.281		54°	0.262	0.258	0.253	0.2415	0.212
	70°	0.318	0.319	0.315	0.309	0.308		64°	0.287	0.282	0.274	0.255	0.217
	82°	0.327	0.332	2.331	0.326	0.327		91°	0.322	0.323	0.320	0.311	0.289
	90°	0.324	0.331	0.332	0.327	0.324		127°	0.257	0.270	0.288	0.307	0.323
	110°	0.276	0.294	0.298	0.299	0.303		142°	0.205	0.219	0.235	0.260	0.235
	126°30'	0.176	0.186	0.199	0.209	0.220		151°	0.168	0.163	0.159	0.159	0.162
	139°	0.103	0.126	0.136	0.144	0.150		166°	0.074	0.073	0.072	0.070	0.067
167°	0.035	0.041	0.046	0.052	0.058								
		r=0.6	0.7	0.8	0.9	0.95							
10°	30°	0.129	0.125	0.121	0.120	0.121	45°	10°	0.049	0.048	0.050	0.051	0.052
	40°	0.181	0.1735	0.169	0.170	0.170		20°30'	0.095	0.095	0.095	0.096	0.097
	50°	0.237	0.234	0.231	0.229	0.228		34°	0.155	0.155	0.155	0.155	0.155
	61°30'	0.280	0.277	0.270	0.256	0.230		54°	0.300	0.293	0.286	0.281	0.276
	71°	0.309	0.307	0.301	0.286	0.273		75°	0.325	0.328	0.327	0.324	0.319
	82°	0.329	0.327	0.320	0.303	2.289		93°	0.284	0.305	0.316	0.320	0.322
	90°	0.331	0.334	0.325	0.308	0.293		110°	0.239	0.261	0.278	0.291	0.303
	101°	0.313	0.323	0.326	0.322	0.313		139°	0.138	0.181	0.205	0.219	0.231
	126°30'	0.234	0.252	0.274	0.302	0.317		171°	0.052	0.051	0.050	0.050	0.050
	139°	0.163	0.187	0.212	0.266	0.277							
167°	0.034	0.038	0.072	0.072	0.072								
		r=0.1	0.2	0.3	0.4	0.5							
20°	32°	0.1375	0.137	0.138	0.141	0.144	45°	10°	0.051	0.050	0.052	0.058	0.060
	41°30'	0.194	0.193	0.196	0.200	0.203		20°30'	0.098	0.101	0.104	0.107	0.108
	51°30'	0.256	0.254	0.255	0.257	0.261		34°	0.156	0.156	0.160	0.164	0.169
	62°30'	0.309	0.304	0.3015	0.299	0.2975		54°	0.271	0.265	0.257	0.240	0.220
	72°	0.330	0.329	0.323	0.319	0.315		75°	0.312	0.303	0.294	0.275	0.256
			r=0.6	0.7	0.8	0.9		0.97	93°	0.321	0.318	0.312	0.305
							110°	0.312	0.320	0.323	0.322	0.320	
							139°	0.243	0.256	0.270	0.295	0.305	
							171°	0.050	0.048	0.047	0.047	0.047	
		r=0.1	0.2	0.3	0.4	0.5							
20°	32°	0.147	0.148	0.150	0.150	0.147	60°	11°	0.053	0.053	0.053	0.053	0.053
	41°30'	0.206	0.207	0.205	0.200	0.195		20°	0.096	0.096	0.096	0.097	0.098
	51°30'	0.261	0.261	0.258	0.249	0.234		34°	0.175	0.178	0.178	0.178	0.178
	62°30'	0.295	0.291	0.285	0.270	0.234		54°	0.321	0.309	0.293	0.290	0.281
	72°	0.313	0.311	0.304	0.297	0.262		75°	0.322	0.328	0.328	0.324	0.319
		r=0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	91°	0.280	0.305	0.318	0.324	0.324	
							111°	0.240	0.265	0.282	0.294	0.301	
							140°	0.191	0.210	0.224	0.235	0.244	
							170°	0.053	0.052	0.051	0.051	0.050	
		r=0.6	0.7	0.8	0.9	0.97							
30°	19°30'	0.097	0.095	0.0935	0.093	0.093	60°	11°	0.053	0.053	0.053	0.059	0.060
	34°	0.164	0.162	0.161	0.162	0.163		20°	0.100	0.101	0.103	0.106	0.107
	43°	0.202	0.200	0.199	0.2005	0.2025		34°	0.178	0.179	0.180	0.185	0.187
	54°	0.274	0.268	0.265	0.264	0.2635		54°	0.274	0.266	0.256	0.240	0.226
	64°	0.320	0.310	0.303	0.297	0.292		75°	0.312	0.302	0.292	0.272	0.257
	91°	0.288	0.306	0.313	0.316	0.318		91°	0.321	0.317	0.310	0.300	0.286
	127°	0.152	0.185	0.210	0.229	0.243		111°	0.307	0.313	0.315	0.316	0.321
	142°	0.120	0.150	0.169	0.183	0.194		140°	0.255	0.265	0.280	0.300	0.324
	151°	0.121	0.148	0.158	0.167	0.169		170°	0.050	0.050	0.050	0.050	0.050
	166°	0.075	0.75	0.074	0.074	0.074							

близких к значениям, при которых ударная волна полностью отсоединена от крыла, давление у кромок снижается. Такое перераспределение давления начинается у вершины, постепенно распространяясь к основанию. Давление по лучам при таких углах атаки становится существенно неравномерным. При $\alpha = 171^\circ$ давление на всей поверхности крыла близко к расчетному давлению на прямоугольной пластине (пунктирная линия).

Сравнение результатов настоящего исследования с расчетами ([1, 3, 4]¹), а также с экспериментами [1] приведено на фиг. 4. Наиболее близкое соответствие наблюдается между экспериментальными данными для крыльев с $\theta_0 = 10$ и 30° (точки *a*) и расчетами по работе [4] (сплошные линии 1). Учитывая, что в работе [1] расчеты (линия 3) и эксперименты (точки *e*) проводились для крыла с $\theta_0 = 45^\circ$ при $M = 3.5$ и $\alpha = 20^\circ$, а результаты настоящей работы получены при $M = 3$ и $\alpha = 20^\circ 30'$ (точки *b*), сходимость результатов следует признать удовлетворительной. Следует, кроме того, отметить, что на больших углах атаки $\alpha \geq 70^\circ$, расчеты, проведенные для больших чисел M , можно сравнивать с экспериментами для значительно меньших чисел M . На меньших углах атаки расхождение увеличивается (пунктирные линии 2).

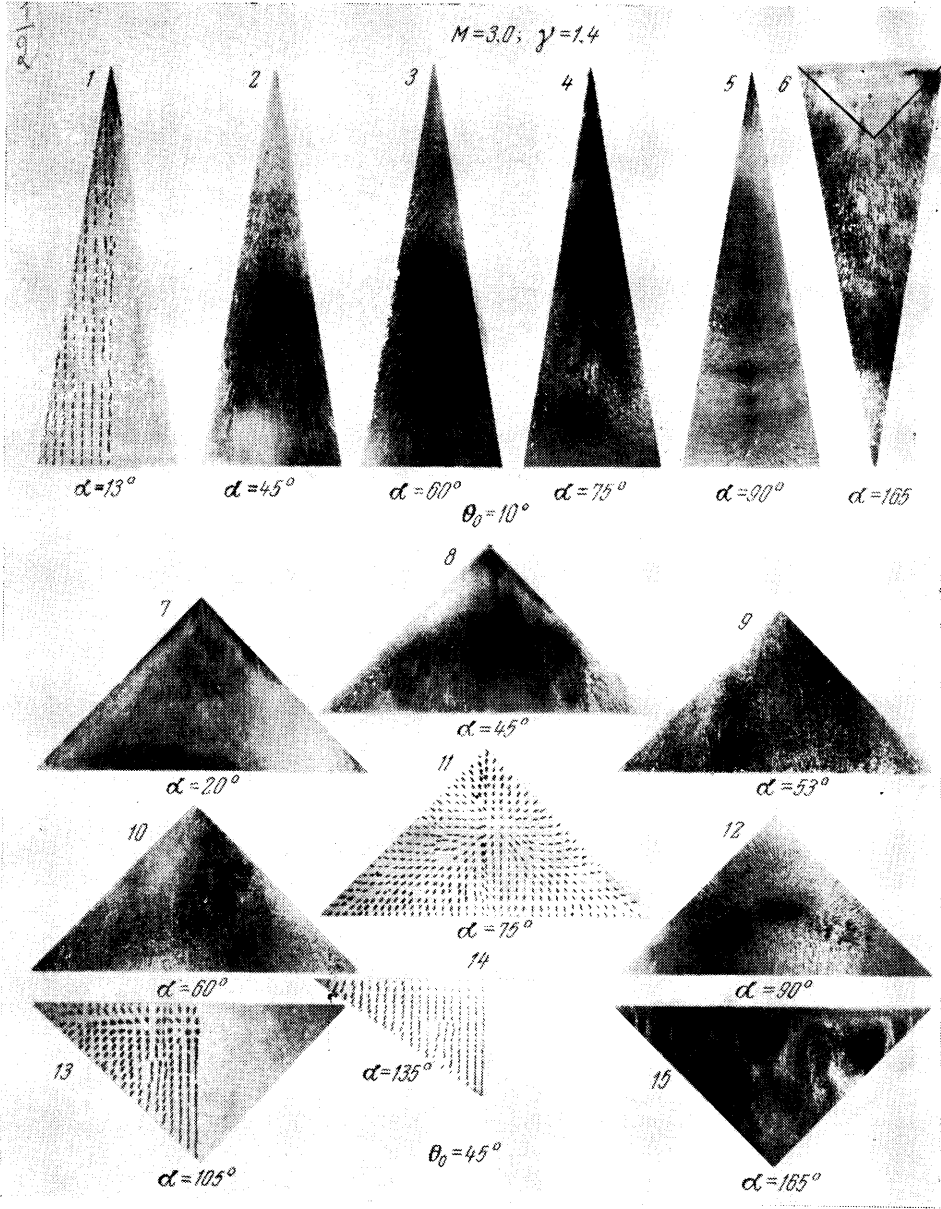


Фиг. 4

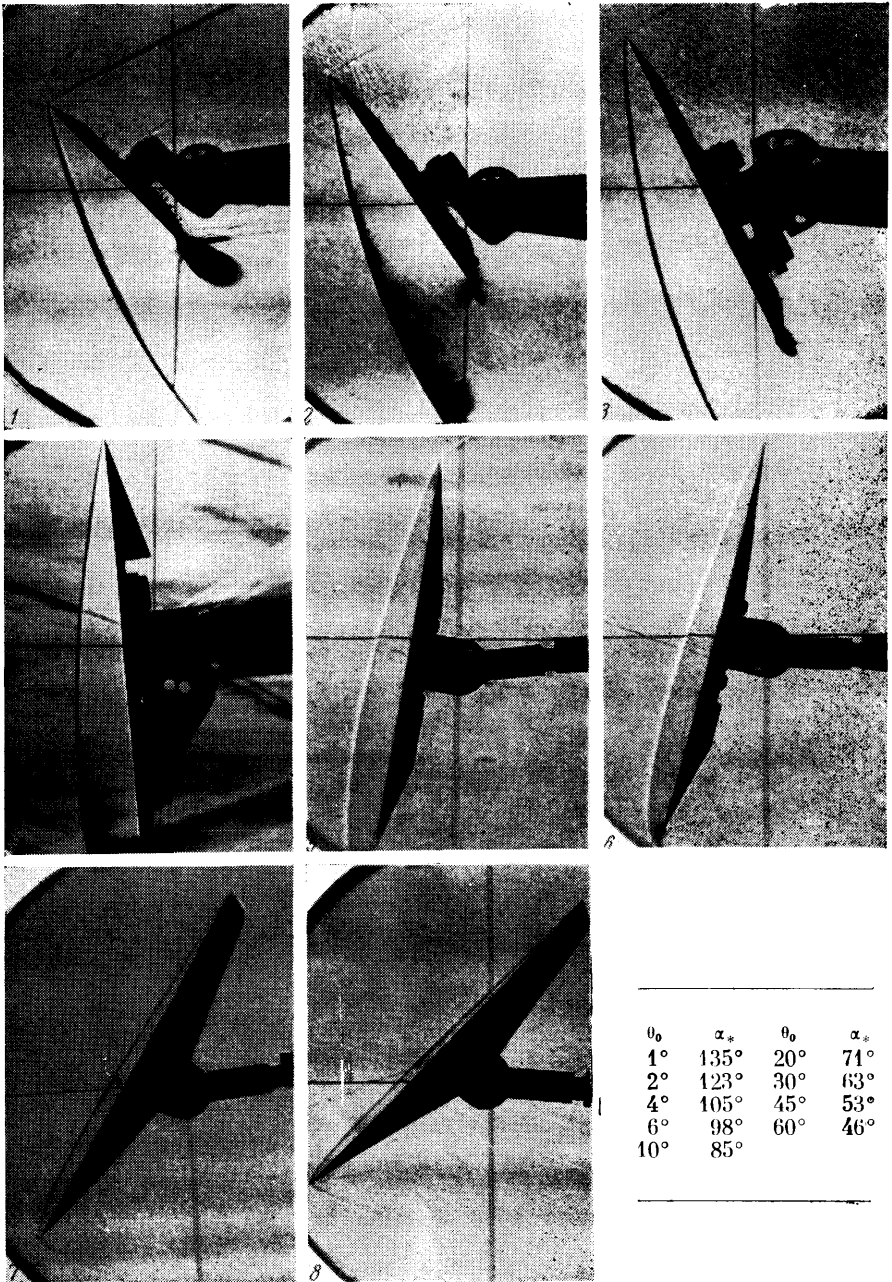
4. Линии тока на лицевой стороне треугольного крыла. Картина линий тока определяется распределением давления на поверхности крыла и, в конечном счете, зависит от тех же параметров, от которых зависит распределение давления (число M , угол атаки α , угол раствора при вершине θ_0). Коротко, изменение картины линий тока от указанных параметров на $M = 3$ можно охарактеризовать следующим образом.

Крылья с малыми углами θ_0 ($\theta_0 = 10^\circ, 20^\circ$) уже при малых углах атаки обтекаются с отсоединенной от боковых кромок ударной волной. При углах атаки $\alpha = 10-15^\circ$ на поверхности таких крыльев имеются линии раздела. Линии тока этими линиями разделяются на внешнюю часть, отклоняющуюся к боковым кромкам и сходящую с них, и на внутреннюю часть, направление линии которой асимптотически приближается к направлению осевой линии (фиг. 5, 1). Имея общую точку с вершиной крыла, эти линии тока с увеличением угла атаки сближаются с осью симметрии и полностью смыкаются на много раньше появления критической точки у вершины крыла (фиг. 5, 2). Для крыла с $\theta = 10^\circ$ при $\alpha \sim 85^\circ$ у вершины крыла появляется критическая точка, которая быстро перемещается к нижней кромке. При $\alpha = 90^\circ$ она располагается на расстоянии $0.75 \div 0.8$ высоты треугольника от вершины (фиг. 5, 5). При $\alpha \sim 146^\circ$ крыло обтекается с присоединенной к задней кромке ударной волной. Часть крыла, примыкающая к задней кромке, обтекается поступательным потоком (линии тока на некотором расстоянии идут параллельно центральной хорде), на остальной части потока сказываются возмущения, исходящие от вершин (линии тока на этой части поворачивают к боковым кромкам и сходят с них) — фиг. 5, 6. Крылья с большими углами θ_0 ($\theta_0 = 45$ и 60°) при малых углах атаки обтекаются с присоединенной к боковым кромкам ударной волной. Часть крыльев, прилегающая к боковым кромкам, обтекается поступательным потоком, отклоненным, благодаря прохождению через прямой скачок, от оси симметрии к кромкам (фиг. 5, 7). При перемещении от боковых кромок к основанию направление линий тока стремится к направлению, параллельному центральной хорде. Отклонение от оси симметрии потока вызывает понижение давления в области, примыкающей к центральной хорде. Это и было зафиксировано при изучении распределения давления. При увеличении угла атаки разворот линий тока от осевой линии увеличивается и вблизи боковых кромок появляются линии раздела, которые проходят через вершину крыла, фиг. 5, 8. С ростом угла атаки у вершины крыла появляется критическая точка и линии раздела вместе с ней перемещаются к основанию. Смыкания линий раздела не происходит, фиг. 5, 9—14. При $\alpha \geq 165^\circ$ такие крылья полностью обтекаются поступательным потоком (фиг. 5, 15).

¹ Расчеты по методике, содержащейся в работе [4], проведены Л. И. Заком.



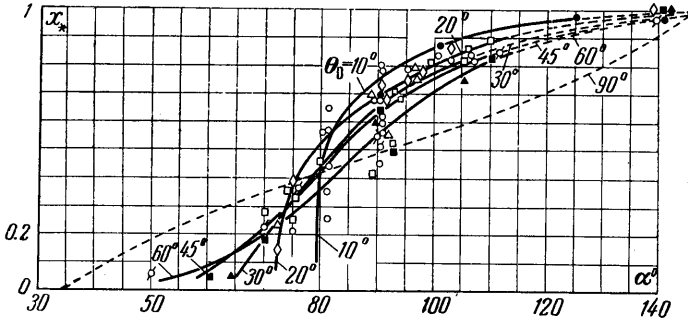
Фиг. 5



θ_0	α_*	θ_0	α_*
1°	135°	20°	71°
2°	123°	30°	63°
4°	105°	45°	53°
6°	98°	60°	46°
10°	85°		

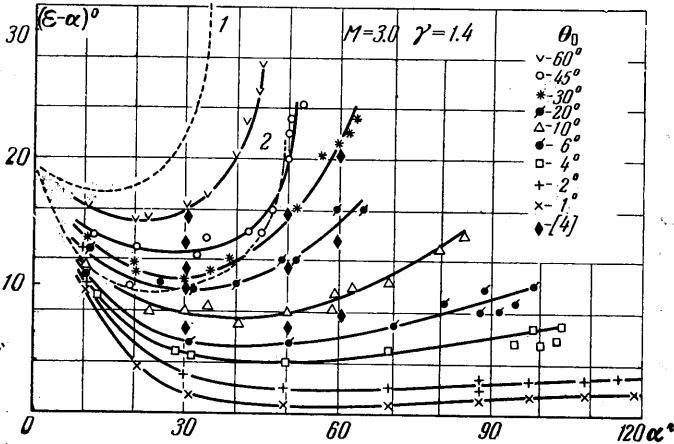
Фиг. 7

5. Критические точки и критические углы атаки. Данные о распределении давления и о линиях тока на лицевой стороне треугольных крыльев, а также оптические снимки спектров обтекания этих крыльев дают возможность установить зависимость положения критических точек от угла θ_0 и угла атаки α , а также зависимость величины критических углов атаки от угла θ_0 .



Фиг. 6

Экспериментальные значения $x_*(\theta_0, \alpha)$ представлены на графиках фиг. 6. Чем больше угол θ_0 , тем при меньших углах атаки появляется у вершины критическая точка. Так, на крыле с $\theta_0 = 60^\circ$ критическая точка появляется при $\alpha = 45-50^\circ$, в то время как на крыле с $\theta_0 = 10^\circ$ при $\alpha > 80^\circ$. Наибольшая степень нарастания величины x_* при увеличении угла атаки до 90° наблюдается у модели с $\theta_0 = 10^\circ$. На угле атаки $\alpha = 90^\circ$ эта модель имеет максимальное по сравнению с другими моделями $x_* \sim 0.8$. Следует отметить, что при этом в ряде опытов трудно было указать



Фиг. 8

на критическую точку. Обозначалась целая вертикальная полоса с $x = 0.5-0.8$ повышенного давления. Эта полоса отличалась нестабильностью и иногда небольшие возмущения (неравномерность потока или незначительный перекокс модели) разбивали ее на несколько участков. Это же замечание относится к крылу с $\theta_0 = 60^\circ$, на которой при $\alpha = 90^\circ$ область повышенного давления вытянута в горизонтальном направлении. Для нее $x \sim 0.5-0.6$. Таким образом, опыты показывают, что только для значений θ_0 , близких к 30° , x_* треугольных крыльев при $\alpha = 90^\circ$ мало отличается от $2/3$. При уменьшении θ_0 x_* растет и стремится к единице, при увеличении θ_0 до 90° x_* стремится к $1/2$, то есть к значению x для прямоугольного крыла (фиг. 6, пунктирная расчетная линия). С увеличением α критическая точка смещается к основанию крыла и сходит с него при $\alpha \sim 146^\circ$.

Зависимость величины критического угла атаки α_* от θ_0 видна из данных фиг. 7.

На этой же фигуре представлены спектры обтекания крыльев на $\alpha \sim \alpha_*$. Для крыльев с $\theta_0 \geq 20^\circ$ расчеты по работе [4] и опытные данные хорошо совпадают. Для крыльев с $\theta \leq 10^\circ$ совпадение расчетных и экспериментальных данных менее удовлетворительно. Это можно объяснить как приближенностью расчетов, которая может сказываться в большой степени при $\theta_0 \rightarrow 0$, так и тем, что испытывались крылья конечных размеров. Кроме того, при малых θ_0 трудно осуществить эксперимент с соответствующим срывом потока и образованием близкого к расчетному вакуума на тыльной стороне крыла. Тем не менее, спектры обтекания на фиг. 7 указывают на то, что α_* может быть много больше 90° и, если возможно улучшить условия проведения экспериментов, то, по-видимому, можно получить результат, соответствующий участку пересечения областей 4 и 6 фиг. 1, то есть осуществить эксперимент, в котором ударная волна будет одновременно присоединена к вершине и к задней кромке крыла.

6. Наклон ударной волны. Данные о спектрах обтекания позволили определить угол наклона присоединенной ударной волны с поверхностью крыльев в плоскости симметрии, фиг. 8. На фигуре, кроме экспериментальных данных для крыльев с $\theta_0 = 1, 2, 4, 6, 10, 20, 30, 45$ и 60° , нанесены расчетные данные для соответствующих крыльев и углов атаки $\alpha = 30, 50$ и 60° по работе [5], а также расчетные данные для прямоугольной пластины (кривая 1) и для конусов с углами полураствора $\theta = \alpha$ при симметричном обтекании (кривая 2). Видно, что для крыльев со стреловидностью в 30° и более наклон ударной волны при $\alpha \geq 20^\circ$ значительно меньше, чем для прямоугольной пластины. Сравнивая экспериментальные данные с расчетной кривой 2 для конусов, можно отметить удовлетворительное совпадение по наклону волны при углах атаки $\alpha = \theta_0$. Этот экспериментальный факт, по-видимому, является некоторым оправданием для привлечения полуэмпирической теории касательных конусов к описанию сверхзвукового обтекания треугольных крыльев (см. [5]). Из рассмотрения фиг. 8 можно сделать предположение о том, что при $\alpha < 10^\circ$ и $\theta_0 < 10^\circ$ данные по наклону ударной волны для треугольных крыльев будут близки к кривой 2.

Расчеты, выполненные по формулам работы [4], дают результаты, хорошо совпадающие с экспериментом для широкого диапазона изменения параметров α и θ_0 .

Поступило 8 XII 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Мельников Д. А. Обтекание сверхзвуковым потоком плоской треугольной пластины. Изв. АН СССР, ОН, Механика и машиностроение, 1962, № 6.
2. Черный Г. Г. Гиперзвуковое обтекание крыльев при больших углах атаки. Докл. АН СССР, 155, 2, 1964.
3. Базжин А. П. Расчет обтекания треугольного крыла методом интегральных соотношений. Инж. ж., 1964, № 4.
4. Черный Г. Г. Крылья в гиперзвуковом потоке. ПММ, 1965, т. 29, вып. 4.
5. Paulson J., Schadt G. A study of the pressure and heat transfer distribution on highly swept slab delta wings in supersonic flow. AIAA Paper, 1966, vol. 66—130.

ОБТЕКАНИЕ V-ОБРАЗНЫХ КРЫЛЬЕВ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ ПРИ ЧИСЛЕ $M = 3.9$

А. Л. ГОНОР, А. И. ШВЕЦ

(Москва)

В последнее время заметно возрос интерес к сверхзвуковому обтеканию V-образных крыльев. Первая работа [1], привлекавшая внимание к этой задаче, вышла в 1961 г. С тех пор появился целый ряд публикаций [2—12], развивающих это направление. Исследование, проведенное в [1], показало, что течение около V-образного крыла с плоскими поверхностями и треугольной формой в плане при специальном выборе геометрии и числа Маха будет происходить с плоской ударной волной, лежащей на передних кромках крыла. При этом внешняя поверхность крыла выбирается по потоку, а внутренняя — находится в области сжатия и определяет основную часть сил, действующих на крыло. Подобное решение для обтекания пирамидальных тел несколько раньше получено в [13]. Большинство работ [1—7, 10] посвящено обтеканию V-образного крыла, имеющего в расчетном режиме один плоский скачок. В [8, 9, 11, 12] построены