

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ В ОКРЕСТНОСТИ V-ОБРАЗНЫХ КРЫЛЬЕВ, ОБРАЗОВАННЫХ ПОВЕРХНОСТЯМИ ТОКА ЗА ПЛОСКИМ СКАЧКОМ УПЛОТНЕНИЯ

В. В. КЕЛДЫШ

(Москва)

При расчете тел с плоскими гранями и острыми кромками предполагается, что на режимах обтекания с присоединенным скачком уплотнения последний может быть определен в сечении, нормальном к кромке, по соответствующим зависимостям для клина [1, 2]. Берется решение, соответствующее слабому скачку на клине со сверхзвуковой скоростью за ним. Если в плоском случае (клин) это решение будет единственным физически реализуемым, то в случае пространственных тел, когда существует скорость скольжения вдоль передней кромки, мыслима также в нормальном к ней сечении реализация второго решения для клина с сильным скачком уплотнения, если полная скорость за ним (с учетом скорости скольжения вдоль кромки) сверхзвуковая [3].

Относительно скорости невозмущенного потока оба эти решения соответствуют слабому скачку уплотнения. Приведем пример, когда решение с сильным скачком уплотнения в нормальном к кромке сечении представляется возможным.

1. Будем вырезать по поверхностям тока в поле за плоским скачком уплотнения плоские пересекающиеся грани с передними кромками, расположенными на скачке. Таким путем можно получить семейство V-образных крыльев с постоянным и одинаковым давлением, внутреннее ребро которых расположено на клине, соответствующем этому скачку [4, 5], а угол между гранями V меняется от 0 до $1/2\pi$.

Когда составляющая скорости за скачком уплотнения, нормальная к кромке, равна местной скорости звука, угол V_* между гранями связан с углом наклона скачка γ и углом клина δ зависимостью

$$V_* = \arccos \left\{ \left[\left(\frac{2 \cos^2 \gamma}{\kappa + 1} + \frac{\sin \gamma \sin \delta}{\cos(\gamma - \delta)} \right) \left(\frac{2 \sin \gamma}{\kappa + 1} - \frac{\sin \gamma \sin \delta}{\cos(\gamma - \delta)} \right) \right]^{1/2} \operatorname{tg}(\gamma - \delta) \right\}$$

Здесь κ — отношение удельных теплоемкостей.

Если $V > V_*$, то нормальная к кромке составляющая скорости за скачком уплотнения будет больше скорости звука, и, следовательно, в нормальном к кромке сечении течение будет соответствовать слабому скачку на некотором клине.

Если $V < V_*$, то нормальная к кромке составляющая скорости за скачком будет меньше скорости звука, и в нормальном к кромке сечении течение будет соответствовать сильному скачку на клине.

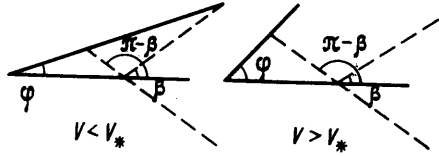
Задняя кромка этих крыльев должна образовывать с внутренним ребром угол, меньший $\pi - \beta$, где

$$\beta = \arcsin M_1^{-1}$$

Здесь M_1 — число M за скачком уплотнения. В противном случае возмущения с задней кромки попадут на грань и нарушат расчетную картину течения (фиг. 1).

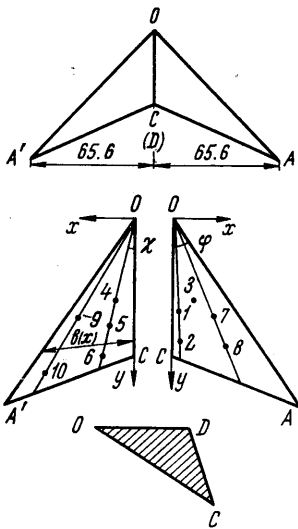
Когда $V < V_*$, область равномерного потока на грани за скачком на кромке ограничена прямой, наклоненной к ребру под углом β . Когда $V > V_*$, эта область неограниченна, так как угол ϕ в вершине грани больше угла β (фиг. 1), следовательно, задняя кромка составляет с внутренним ребром угол тоже больше β .

2. Для проверки реализации таких течений при числе Маха $M = 6$ и числе Рейнольдса $R = 1,6 \cdot 10^6$ были испытаны два V-образных крыла, образованных поверхностями тока за плоским скачком уплотнения, соответствующим клину с углом $\delta = 31^\circ 5'$. У модели *a* угол между гранями $V = 73^\circ 4'$ больше, а у модели *b* угол $V = 56^\circ 7'$ меньше, чем V_* на расчетном режиме. Геометрические размеры моделей *a* и *b* приведены на фиг. 2. Испытания моделей проводились в диапазоне углов атаки $-16^\circ \leq \alpha \leq +18^\circ$. Угол α отсчитывается от внешнего ребра моделей OD , $\alpha = 0^\circ$ соответствует расчетному режиму, когда модели должны обтекаться с плоским скачком уплотнения, опирающимся на передние кромки, и давление на их внутренней поверхности за скачком постоянно и одинаково.



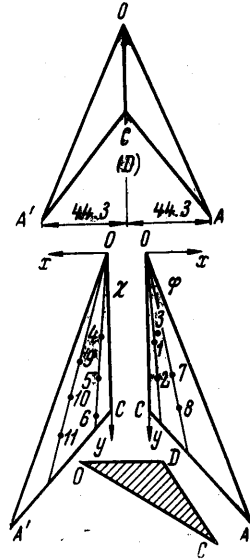
Фиг. 1

В испытаниях измерялось распределение давления на внутренней поверхности моделей и производилась оптическая съемка поля течения. Координаты дренажных отверстий приведены на фиг. 2.



Фиг. 2а

Модель а			Модель б		
Размеры ребер, мм					
48.39	OD		44.58	OD	
119.57	OA = OA'		156.33	OA = OA'	
72.98	OC		83.16	OC	
40.90	CD		52.05	CD	
98.07	AD = A'D		130.90	AD = A'D	
72.98	AC = A'C		83.79	AC = A'C	
Координаты дренажных отверстий					
x°	y , мм	№	x°	y , мм	№
3.5	49.0	1	2.5	47.0	0
3.5	65.0	2	2.5	68.0	1
13.0	44.0	3	6.5	43.0	2
13.0	44.0	4	6.5	43.0	3
13.0	58.0	5	6.5	66.0	4
22.0	74.0	6	6.5	85.0	5
22.0	53.0	7	10.0	65.0	6
22.0	67.0	8	10.0	83.0	7
29.5	51.0	9	15.5	57.0	8
29.5	81.0	10	15.5	76.0	9
—	—	11	15.5	96.0	10

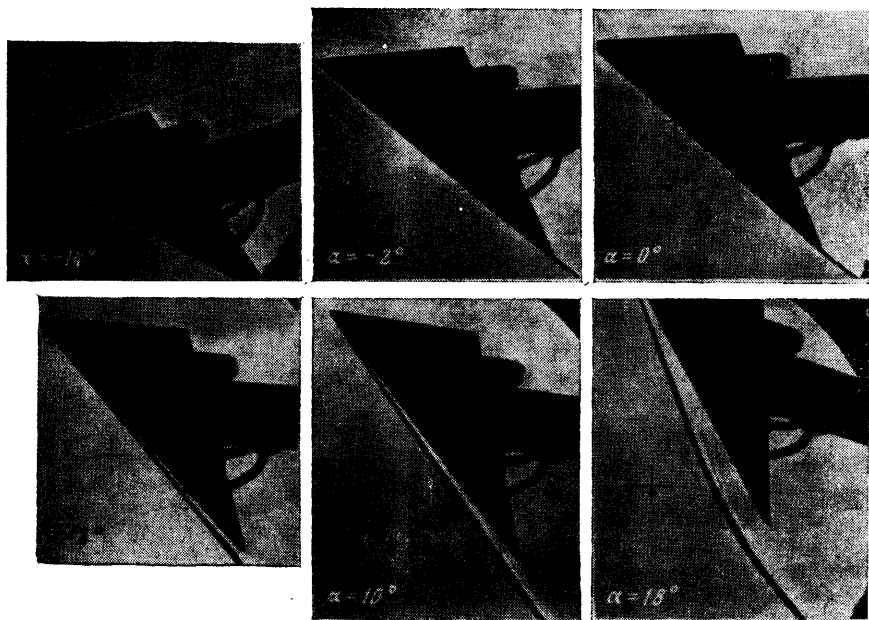


Фиг. 2б

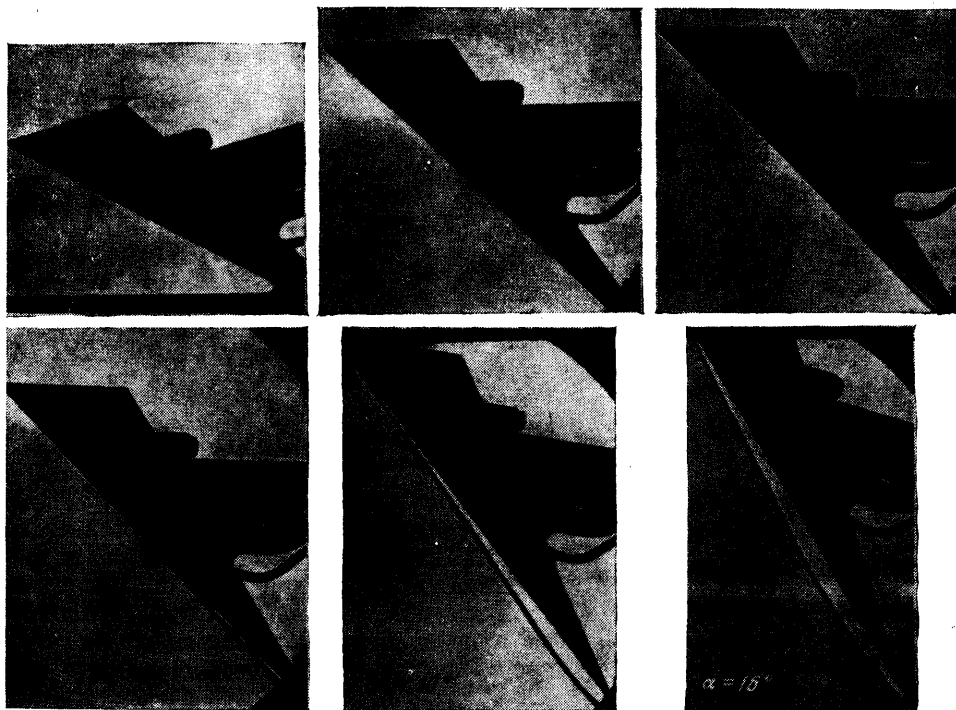
Оптические снимки течения в окрестности моделей *a* и *b* (фиг. 3 и 4) показывают, что на расчетном режиме $\alpha = 0$ и при меньших углах атаки $\alpha \leq 0$, $M = 6$ скачок уплотнения присоединен к передним кромкам и расположен в области между плоскостью, проходящей через них, и внутренней поверхностью моделей. При углах атаки $0 < \alpha \leq 18^\circ$ скачок уплотнения отходит от кромок, оставаясь присоединенным к острию крыла.

Давление p , измеренное на внутренней поверхности моделей, приведено на фиг. 5. Коэффициент давления

$$C_p = \frac{p - p_\infty}{\frac{1}{2} \rho_\infty V_\infty^2}$$

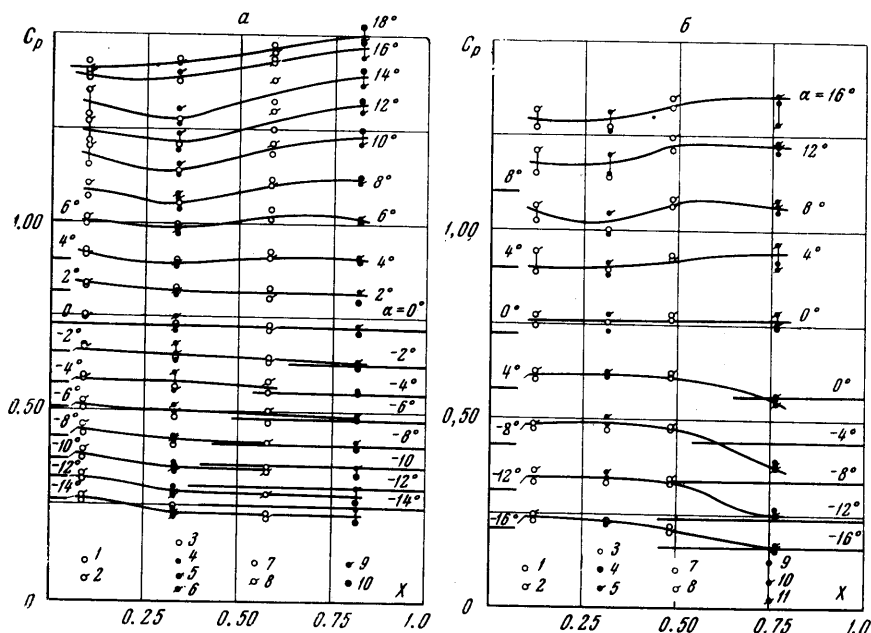


Фиг. 3



Фиг. 4

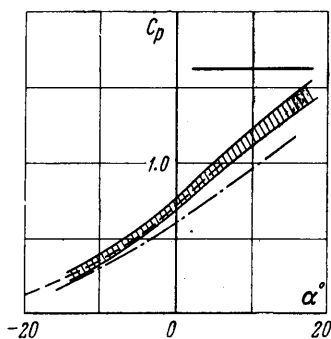
где индексом ∞ отмечены параметры невозмущенного потока, построен в функции относительного расстояния точки на грани $X = x/b(x)$ от внутреннего ребра модели в перпендикулярном к нему сечении. Номера точек соответствуют схеме фиг. 2. При $X = 0$ на фиг. 5 показано давление



Фиг. 5

на клине, параллельном внутреннему ребру моделей, а в окрестности передней кромки ($X = 1$), вплоть до области минимального влияния вершины, — давление за слабым скачком уплотнения в нормальном к кромке сечении. Область минимального влияния вершины ограничена волной Маха течения за этим скачком. Если переход от течения за кромкой в область влияния вершины сопровождается возникновением на грани скачков уплотнения, размеры ее увеличиваются.

В исследованном диапазоне углов атаки течение в окрестности моделей коническое (давление в точках, расположенных на одном луче, постоянно). На расчетном режиме $\alpha = 0^\circ$ в пределах точности эксперимента давление на внутренней поверхности обеих моделей постоянно в области $0 < X \leq 0.8$, где проводились измерения, одинаково и совпадает с расчетным за плоским опирающимся на кромки скачком уплотнения.



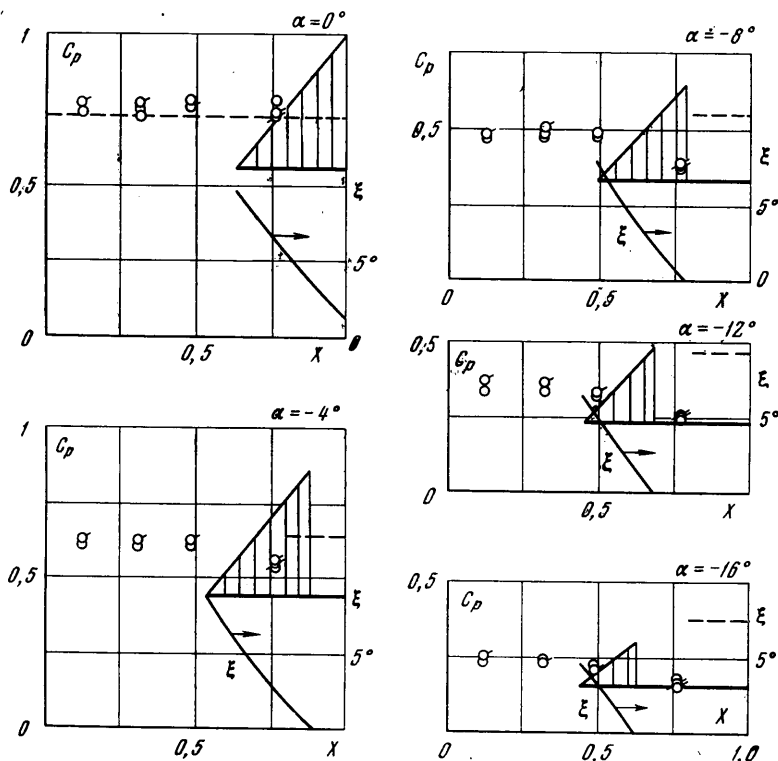
Фиг. 6

У модели *a* при $\alpha \leq +6^\circ$ сохраняется постоянство давления на внутренней поверхности (за исключением небольшой окрестности внутреннего ребра, где давление несколько возрастает). Величина его равна давлению на клине, параллельном внутреннему ребру, которое незначительно отличается от давления за слабым скачком уплотнения на передней кромке. По расчету вектор скорости за этим скачком составляет с внутренним ребром модели угол не более 2° . Следовательно, скачок

уплотнения всюду близок к плоскому, и переход от нерасчетных режимов к расчетному происходит плавно.

На фиг. 6 заштрихована дорожка значений $c_p(\alpha)$, соответствующая изменению давления на внутренней поверхности модели *a*. Там же пунктиром приведена зависимость $c_p(\alpha)$ для клина и пунктир с точкой — для конуса, параллельных внутреннему ребру модели. Сплошная линия соответствует давлению за прямым скачком уплотнения при $M = 6$.

Аналогичные результаты получены в [6] для V-образных крыльев при $V > V_*$. У модели *b* ($V < V_*$) с удалением от расчетного режима $\alpha = 0^\circ$ область посто-



Фиг. 7

янного давления в окрестности внутреннего ребра уменьшается. Величина его несколько превышает давление на касательном клине. При $\alpha < 0$ давление в направлении к передней кромке модели заметно падает; при $\alpha \leq -10^\circ$ величина давления, измеренная в крайнем по размаху дренажном отверстии ($X = 0.76$), равна давлению за слабым скачком уплотнения на кромке, которое для этой модели на 20–30% отличается от давления на касательном к ребру клине. Следовательно, на этих режимах реализуется слабый скачок на кромке. По расчету вектор скорости за этим скачком направлен в сторону внутреннего ребра и при $\alpha \geq -16^\circ$ составляет с ним угол более 5° . Поэтому надо полагать, что поворот потока за кромкой до направления внутреннего ребра сопряжен с возникновением на грани второго скачка уплотнения. Под влиянием сил вязкости повышение давления в этом скачке будет размываться на некоторую область на грани, как это и получилось в эксперименте (фиг. 5).

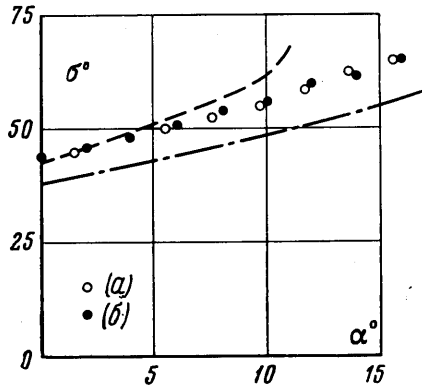
На фиг. 7 вертикальными линиями показаны перепад давления в скачке уплотнения для различных углов поворота скорости в нем и положение его на грани за слабым скачком на кромке, а также угол ξ вектора скорости за вторым скачком с ребром модели *b*. Пунктирной линией показано давление за сильным скачком в нормальном к кромке сечении, который при $\alpha = 0^\circ$ совпадает с плоским, опирающимся на передние кромки модели скачком уплотнения, являющимся слабым относительно клина, параллельного внутреннему ребру, и полной скорости набегающего потока.

Точки на фиг. 7 соответствуют измеренному на модели давлению.

Очевидно, поворот скорости до направления ребра модели не может полностью осуществляться в двух скачках уплотнения (слабый скачок на кромке плюс скачок на грани), так как давление за ними значительно выше полученного в эксперименте. Следовательно, за вторым скачком должна существовать область непрерывного поворота потока, как это имеет место, например, на верхней поверхности треугольного крыла [7]. С приближением к расчетному режиму $\alpha = 0^\circ$ возможная область положения второго скачка уплотнения на грани сдвигается к передней кромке и достигает ее при угле атаки, несколько меньшем расчетного. Давление за вторым скачком уплотнения, приходящим с грани на кромку, значительно больше, чем за плоским скачком. Систематические расчеты показали, что это имеет место не только для модели б, но и для всего многообразия V-образных крыльев, обтекаемых с плоским скачком уплотнения, для которых $V < V_*$.

Физическая схема образования плоского, присоединенного к кромкам скачка уплотнения у V-образных крыльев, когда $V < V_*$, еще не совсем ясна и требует дальнейших экспериментальных и теоретических исследований. Заметим только, что у испытанных моделей расчетный режим $\alpha = 0^\circ$ расположен в окрестности отсоединения скачка уплотнения от кромок, когда в поле течения происходят внезапные изменения, в результате которых, возможно, образуется плоский скачок. Расчет течения в окрестности кромок показывает, что у модели а отсоединение скачка уплотнения должно происходить при $\alpha \approx 1^\circ$, как это имело место в эксперименте, а у модели (б) — при $\alpha = 5^\circ$, т. е. несколько позднее, чем в эксперименте.

При $\alpha > 0$, когда скачок уплотнения отсоединен от передних кромок моделей, давление, измеренное на их внутренней поверхности, растет по направлению от ребра к кромкам. На фиг. 8 показан угол наклона скачка σ на этих режимах относительно скорости возмущенного потока, определенный по тепловым снимкам. Белые точки соответствуют модели а, черные — модели б. Пунктирной линией показана зависимость $\sigma(\alpha)$ для клина, пунктир с точкой — для конуса, параллельных внутреннему ребру моделей. У обеих моделей зависимость $\sigma(\alpha)$ при $\alpha > 0$ одинакова, близка к линейной и в окрестности расчетного режима касается соответствующей зависимости для клина, но отсоединение скачка уплотнения от острия модели происходит при значительно больших углах атаки, чем у клина.



Фиг. 8

Поступило 30 XII 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Бабаев Д. А. Численное решение задачи обтекания нижней поверхности треугольного крыла сверхзвуковым потоком. Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1962, т. 2, № 6.
2. Черный Г. Г. Крылья в гиперзвуковом потоке. ПММ, 1965, т. 29, вып. 4.
3. Майкапар Г. И. О построении сверхзвукового течения вблизи обтекания твердых тел с помощью плоских скачков уплотнения. Изв. АН СССР, Механика и машиностроение, 1964, № 5.
4. Майкапар Г. И. О волновом сопротивлении неосесимметричных тел в сверхзвуковом потоке. ПММ, 1959, т. 23, вып. 2.
5. Келдыш В. В. Точные решения для несущих систем с одним и двумя плоскими скачками уплотнения. Инж. ж., 1961, т. 1, вып. 3.
6. Squire L. C., Ph. D. Pressure Distributions and Flow Patterns at M-4 on some Delta Wings. ARC M-R, 1964, N 3373.
7. Бабаев Д. А. Численное решение задачи обтекания верхней поверхности треугольного крыла сверхзвуковым потоком. Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1962, т. 2, № 2.