

8. Шифрин К. С. Рассеяние света в мутной среде.— М.: Гостехиздат, 1951.
9. Nagena O. F., Obert W. Cluster formation in expanding supersonic jets: effect of pressure, temperature, nozzle size, and test gas // J. Chem. Phys.— 1972.— V. 56, N 5.
10. Востриков А. А., Гайский Н. В. и др. О законе подобия гомогенной конденсации в свободных струях CO_2 // ПМТФ.— 1978.— № 1.
11. Востриков А. А., Предтеченский М. Р. Взаимодействие электронов с ван-дер-ваальсовскими кластерами CO_2 // ЖТФ.— 1985.— Т. 55, вып. 5.

Поступила 12/VIII 1986 г.

УДК 533.6.011 : 532.526.5

ДИФРАКЦИЯ КОСОГО СКАЧКА УПЛОТНЕНИЯ В ОКРЕСТНОСТИ ВНЕШНЕГО ПРЯМОГО УГЛА

А. И. Максимов

(Новосибирск)

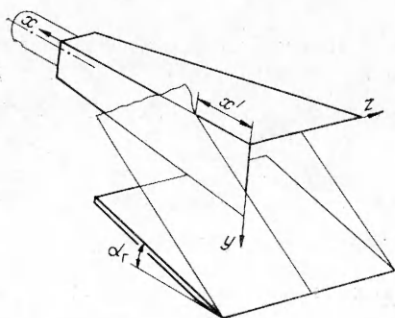
Повышение требований к совершенству аэродинамических форм летательных аппаратов вызывает необходимость подробных исследований интерференции между отдельными элементами конструкции. Угловые конфигурации, имитирующие места сочленения фюзеляжа с крылом или оперением, а также плоских воздухозаборников и коробчатых мотогондол с несущей поверхностью, относятся к числу часто встречающихся.

Сверхзвуковое обтекание внутреннего двугранного угла характеризуется прежде всего интерференцией скачков уплотнения между собой и их взаимодействием с пограничными слоями [1—7], а внешнего угла — отрывом потока на ребре и образованием срывного вихря над гранью с меньшим давлением [8, 9]. Течение вблизи комбинации внешнего и внутреннего прямых углов усложняется взаимодействием сложных пространственных отрывных течений друг с другом и со скачками уплотнения [10].

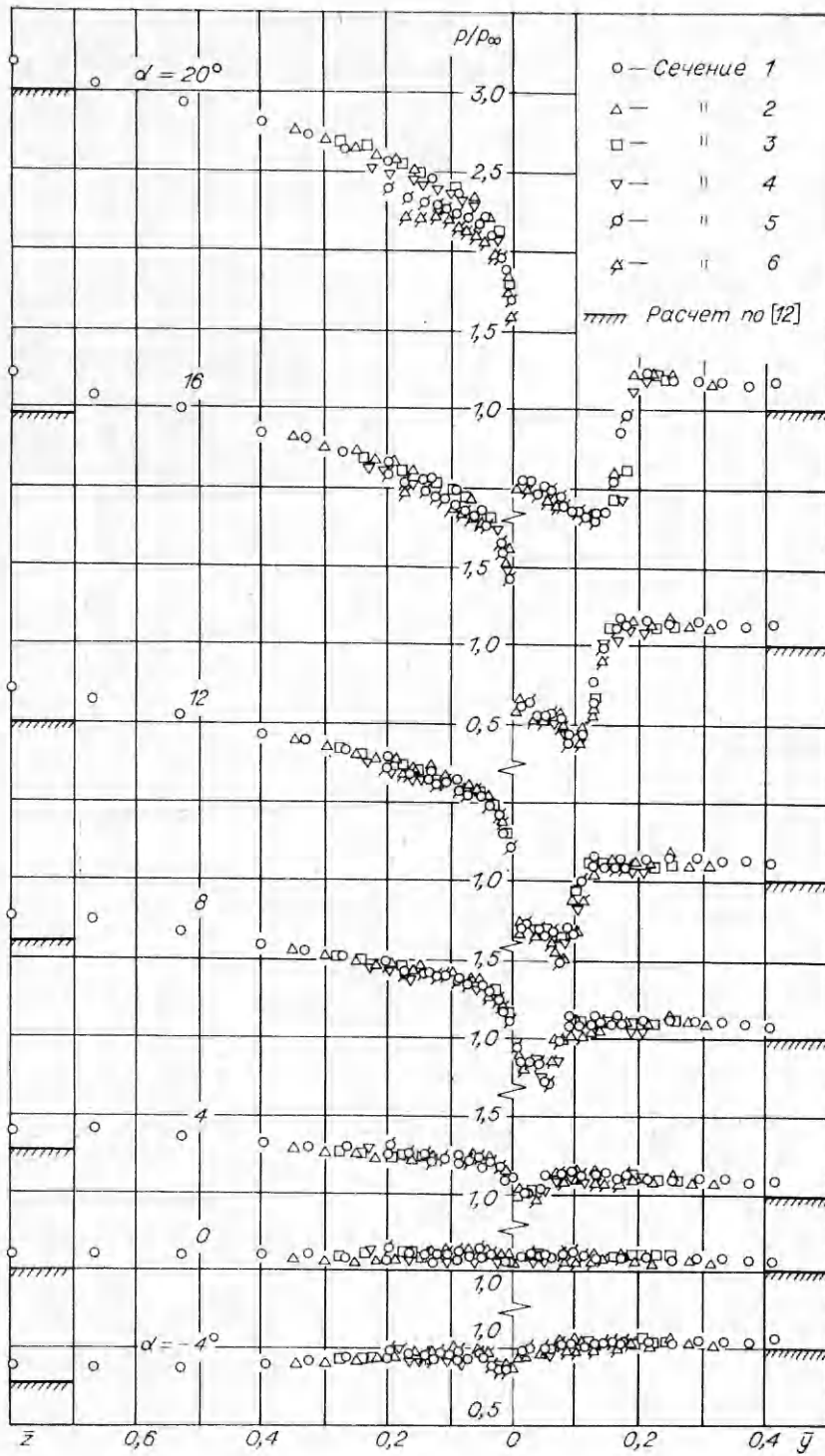
Экспериментальные исследования сверхзвукового продольного обтекания внешнего прямого угла при падении извне косоугольного скачка уплотнения и без него проводились в аэродинамической трубе Т-313 ИТПМ СО АН СССР в диапазоне углов атаки от -4 до 20° , при числе Маха $M_\infty = 2,27$ и Рейнольдса $Re \approx 27 \cdot 10^6$ (на характерный размер 1 м). Погрешности в истинных значениях углов атаки α не превышали $\pm 0,05^\circ$.

Модель угловой конфигурации (рис. 1) длиной 400 мм и шириной верхней и боковой граней по передней кромке 175 и 90 мм соответственно крепится на саблевидной подвеске α -механизма, а генератор скачка в виде плоской пластины размерами 300×300 мм устанавливается на полу рабочей части трубы; 132 дренажных отверстия размещены в шести поперечных сечениях, отстоящих друг от друга на 25 мм, первое из них находится на расстоянии $x = 75$ мм от передней кромки угла. Измерения распределения давления осуществлялись стоканальным прибором МИД-100 с использованием автоматизированной системы сбора информации «Аналог-1» [11]. Для пространственной визуализации течения применялся аргоновый лазер непрерывного действия ЛГ-106М-1 мощностью излучения ~ 1 Вт.

1. При обтекании изолированного внешнего прямого угла с фиксированным числом Маха отношение давлений на гранях модели $p_v/p_b = v$ (p_v — давление на верхней, p_b — на боковой грани) в случае $\alpha > 0$, наоборот при $\alpha < 0$ и определяется только величиной угла атаки угловой конфигурации α_y . На нулевом $\alpha_y v = 1$, предельные линии тока (ПЛТ) на поверхности модели параллельны ребру угловой конфигурации и во всех сечениях наблюдается близкое к равномерному распределение давления (рис. 2). Здесь



Р и с. 1



Р и с. 2

все шесть поперечных сечений совмещены вместе путем использования конических координат $\bar{z} = z/x$ и $\bar{y} = y/x$, где x — продольная координата сечений, z и y — поперечные координаты дренажных отверстий на поверхностях верхней и боковой грани угла, p_∞ — статическое давление невозмущенного потока.

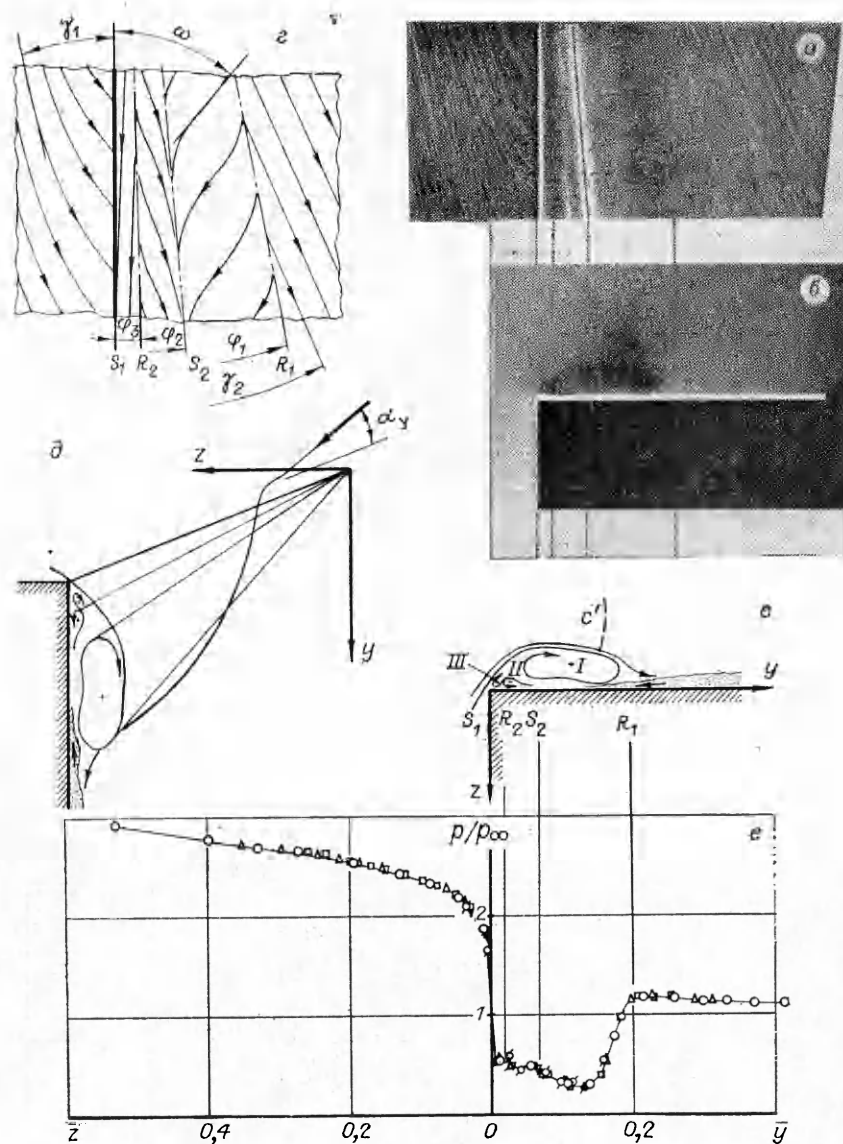


Рис. 3

При отрицательных α_y срыв потока на ребре внешнего угла (ребре дифракции) приводит к образованию вихревой системы над верхней гранью, а в диапазоне положительных углов атаки — над боковой гранью. По мере увеличения ν одновихревая схема течения перестраивается в многовихревую и заметно усложняется картина распределения давления в зоне влияния вихрей на боковой грани (рис. 2). При $\alpha_y = 8^\circ$ ($\nu = 1,6$) четко проявляются признаки наличия дополнительного вихря II, связанного с вторичным отрывом S_2 и присоединением потока вдоль линии R_2 , а при $\alpha_y = 16$ и 20° , вероятнее всего, реализуется трехвихревая схема течения (рис. 3, $\alpha_y = 20^\circ$).

Как видно из рис. 2, при всех значениях α распределение давления в сечениях укладывается на одной кривой, что подтверждает конический характер течения в исследуемой зоне. Расслоение кривых в последних сечениях на верхней грани при $\alpha_y \geq 16^\circ$ объясняется влиянием концевых эффектов. На этом же рисунке, а также в табл. 1 приведены отношения давлений p/p_∞ в зависимости от углов атаки граней модели, вычисленные по соотношениям для косо́го скачка уплотнения (при $\alpha > 0$) или течения

Т а б л и ц а 1

α°	p_α/p_∞	M_α	φ°	ν
-4	0,773	2,44	—	1,29
0	1	2,27	26,14	1
1	1,063	2,23	25,89	1,06
2	1,130	2,19	25,66	1,13
3	1,199	2,15	25,46	1,20
4	1,272	2,12	25,28	1,27
6	1,429	2,04	25,00	1,43
8	1,600	1,96	24,82	1,60
12	1,990	1,81	24,78	1,99
16	2,452	1,64	25,29	2,45
20	3,004	1,46	26,56	3,00

Прандтля — Майера ($\alpha < 0$) [12]. Кроме того, в табл. 1 даны расчетные значения M_α над верхней гранью, углы отклонения косога скачка уплотнения φ относительно поверхности этой грани и отношения давлений ν на гранях. Полученные в эксперименте значения давления на поверхности верхней грани за пределами зоны влияния дифракции несколько выше расчетных как за счет влияния толщины вытеснения пограничного слоя па истинные углы атаки, так и из-за неравномерности поля течения в рабочей части и возможной деформации грани под воздействием аэродинамической нагрузки.

В непосредственной близости от ребра дифракции за счет срыва потока возникают весьма значительные отрицательные градиенты давления. На поверхности боковой грани при $\alpha_y > 0$ под вихревой системой наблюдается сильное разрежение потока. На границе влияния срывного вихря, примерно совпадающей с линией растекания предельных линий тока R_1 (рис. 3, е), давление увеличивается до соответствия с давлением p_∞ для местного M_d вблизи поверхности боковой грани (включая влияние толщины вытеснения пограничного слоя). Следует отметить, что при дифракции головного скачка уплотнения W_y на ребре угловой конфигурации значение M_d увеличивается от M_α до M_∞ . Вблизи линии растекания R_1 $M_d < M_\infty$ и, следовательно, $p_d > p_\infty$, что и наблюдается в действительности (см. рис. 2).

Снимки «лазерного ножа» показывают, что с увеличением α_y ядро основного срывного вихря от почти круглой вначале формы переходит к овальной, затем к фасолеобразной и прижимается к поверхности модели, а вторичные отрывы потока имеют весьма малые размеры по толщине (порядка толщины местного пограничного слоя вне зоны влияния вихревой системы).

При достаточных перепадах давления между верхней и боковой гранями поперечная составляющая скорости от дозвуковой переходит к сверхзвуковой. В этом случае над ядром срывного вихря возникает всячий пространственный скачок уплотнения c' (рис. 3, б, в).

Вне зоны дифракции поперечная составляющая скорости близка или равна нулю, а внутри зоны переменная и ее максимальное значение зависит от отношения давлений ν . При конически сверхзвуковом течении обратный переход к дозвуковому режиму реализуется через прямой скачок уплотнения, который и виден на снимках при $\alpha_y \geq 16^\circ$. Значение полного вектора скорости тех частиц газа, которые стекают с верхней грани и движутся над ядром вихря вдоль сложной винтовой линии, увеличивается от M_α до M_∞ (рис. 3, д).

В случае двумерного отрыва потока линия растекания маслосаживой смеси обычно идентифицируется с линией присоединения потока. Справедливость такого предположения подтверждается значительным повышением давления вблизи линии растекания. В трехмерных течениях линия растекания необязательно соответствует присоединению потока к стенке [7]. По-видимому, в рассматриваемом случае линия растекания

Т а б л и ц а 2

α°	\bar{z} или \bar{y}		$(p/p_\infty)_{\min}$	Δ
	p_{\max}	p_{\min}		
-4	0,05	0,02	0,85	-0,11
0	—	—	—	0
2	0,03	0,015	1,05	-0,05
4	0,05	0,025	0,98	-0,12
8	0,09	0,055	0,72	-0,38
12	0,13	0,08	0,50	-0,60
16	0,16	0,10	0,37	-0,75
20	0,20	0,12	0,30	-0,85

R_1 образуется за счет вторичного течения в пограничном слое в сторону сильных отрицательных градиентов давления, наблюдающихся под ядром срывного вихря. При этом огибающие сверху вихревую систему струйки газа продолжают свое движение вниз по потоку над пограничным слоем и не присоединяются к поверхности боковой грани. В пользу такого предположения говорит отсутствие заметного повышения давления вблизи линии растекания R_1 (см. рис. 2 и 3).

Сравнение картин визуализации с кривыми распределения давления (см. рис. 3) показывает, что наименьшее значение p/p_∞ соответствует примерно положению центра основного вихря I . Локальные минимумы и максимумы давления в зоне расположения вихревой системы вызваны местными вторичными отрывами и присоединениями потока, т. е. вихрями II и III .

В табл. 2 даны конические координаты внешней границы вихревой системы и точки минимума давления под ядром вихря I , полученные из измерений распределения давления, минимальные значения отношения p/p_∞ и более корректно характеризующие вихревую систему значения $\Delta = (p_{\min} - p_\phi)/p_\infty$, где $p_\phi \simeq p_d$ — фоновое давление на поверхности верхней (при $\alpha_y < 0$) или боковой ($\alpha_y > 0$) грани модели вне зоны влияния вихревой системы.

В табл. 3 указаны углы отклонения линий отрыва и присоединения, а также характерных предельных линий тока в исследуемой области (обозначения углов даны на рис. 3, g), где $\gamma_{1\max}$ — значение угла γ_1 в непосредственной близости от ребра дифракции.

2. Дифракция падающего извне косоугольного скачка уплотнения на ребре внешнего прямого угла при нулевом угле α_y исследовалась для интенсивностей скачка $\xi = 1,27; 1,60; 1,99$ и $2,45$. По расчету скачок достигает ребра дифракции на расстоянии $x' = 100$ мм от передней кромки (см. рис. 1).

На этом режиме течения скользящий косоугольный скачок уплотнения W_T , нормальный к поверхности боковой грани (его проекция на рис. 4, a показана штриховой линией), вблизи передней кромки взаимодействует с ламинарным пограничным слоем и уже при $\xi = 1,27$ (угол атаки генератора скачка уплотнения $\alpha_T = 4^\circ$) вызывает его отрыв. По мере смещения

Т а б л и ц а 3

α°	ϕ_1°	ϕ_2°	ϕ_3°	γ_1°	$\gamma_{1\max}^\circ$	γ_2°	ω°
1	2	—	—	2,7	8	1,8	3
2	2,8	—	—	5,2	12	3,3	5,7
3	3,5	0,7	—	7,0	16	4,2	11
4	4,2	1,4	—	8,8	19	5,0	15
6	5,0	1,8	0,8	11,0	25	7,4	22,5
8	5,8	2,2	1,0	12,2	34	8,5	27,5
12	7,5	3,5	1,2	15,8	40	13	35
16	10,0	5,1	1,3	18,2	45	18	42
20	11,5	4,2	1,3	19	45	22	45

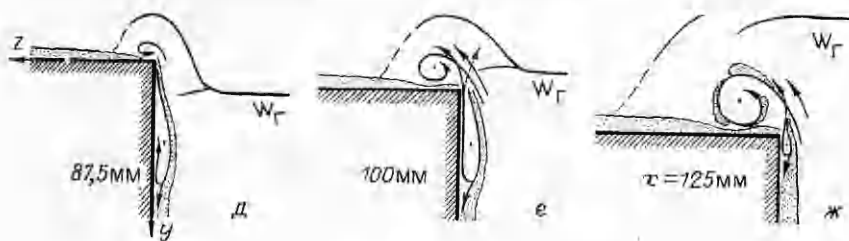
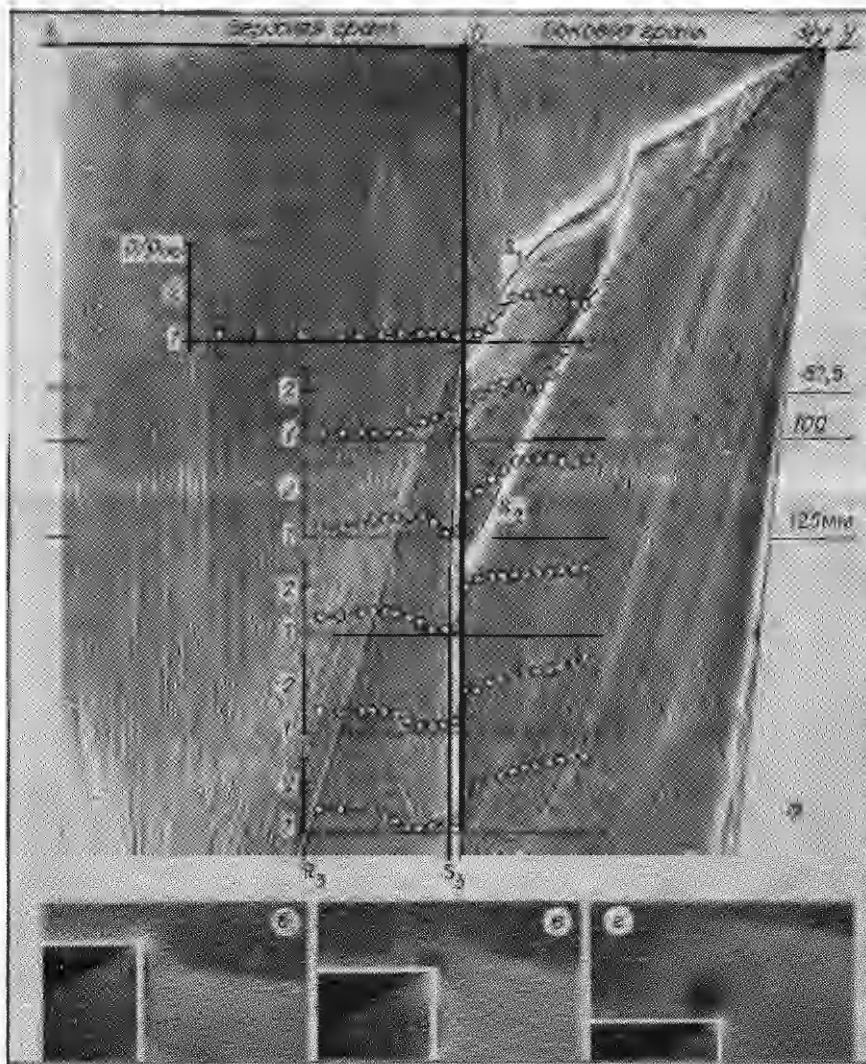


Рис. 4

вниз по потоку начинается взаимодействие этого же скачка с пограничным слоем в переходной области и примерно с $\xi = 1,6$ ($\alpha_r = 8^\circ$) на поверхности боковой грани появляется связанная с отрывом характерная S-образная линия стекания маслосажековой смеси. При дальнейшем увеличении ξ зона отрывного течения значительно расширяется и появляется линия вторичного отрыва потока S_2 (рис. 4, а, $\alpha_r = 16^\circ$) [4]. На снимках «лазерного ножа» над затемненной зоной отрывного течения возникает λ -конфигурация взаимодействующего с пограничным слоем скачка.

Ниже по потоку скачок уплотнения и вызванное им отрывное течение постепенно приближаются к ребру внешнего прямого угла. Вначале диф-

рагирует передняя ножка λ -скачка и над верхней гранью вблизи ребра угловой конфигурации появляется небольшая зона вихревого течения (рис. 4, б и д). При этом дифрагирующий фронт скачка в поперечном сечении приобретает форму полуокружности с ядром образовавшегося вихря в центре. Далее начинается дифракция задней ножки λ -скачка, вихревая система заметно усиливается (рис. 4, в и е), приобретает практически круглую форму и приподнимается над поверхностью модели (рис. 4, г и ж).

Из-за появления λ -конфигурации скачка формирование вихря над верхней гранью начинается несколько раньше, чем зона отрывного течения доходит до ребра внешнего прямого угла. Дифракция передней ножки λ -скачка приводит к отклонению ПЛТ на поверхности верхней грани от ребра внешнего угла. Несколько ниже по потоку линия отрыва пограничного слоя S_1 пересекает ребро дифракции и сливается с линией вторичного отрыва потока S_3 на верхней грани (рис. 4, а).

Причиной образования вихря над верхней гранью, как и в случае обтекания изолированного внешнего угла, служит перепад давления между гранями модели. Если раньше перепад давления формировался за счет сжатия потока над верхней гранью при $\alpha_y > 0$, то в данном случае — падающим скачком уплотнения. Хотя в обоих случаях расчетные отношения давлений на равных углах α_y и α_r остаются одними и теми же, реальный перепад значительно ниже за счет повышения давления над верхней гранью в зоне влияния дифрагировавшего скачка (рис. 4, а). Поэтому даже при $\alpha_r = 16^\circ$ образующаяся вихревая система сравнительно проста и связана только с линиями растекания R_3 и отрыва потока S_3 на поверхности верхней грани.

В рассматриваемом случае на развитие вихря значительное влияние оказывает и отрывное течение, появившееся на боковой грани в результате взаимодействия скачка с пограничным слоем. По мере смещения вниз по потоку оно вовлекается в формирование вихревой системы перетекающим с боковой на верхнюю грань газом. Параллельно во вращение вокруг вихря подключается и часть пограничного слоя, связанного с продольной (основной) составляющей скорости (рис. 4, ж). Возможно, как раз из-за такого развития дифракционного течения рассматриваемая вихревая структура в отличие от обтекания изолированного угла имеет расплывчатую внешнюю границу и заметно «всплывает» над верхней гранью.

На боковой грани в области предотрывного и отрывного взаимодействий скачка с пограничным слоем распределение давления хорошо соответствует известным для таких течений закономерностям [2]. На верхней грани наблюдается типичный для вихревого течения минимум давления под ядром вихря (рис. 4, а). Однако этот минимум не уменьшается ниже уровня, характерного для невозмущенного потока, т. е. $\sim p_\infty$ вне зависимости от ξ . Такое положение, по-видимому, связано с дифракцией падающего скачка в сторону верхней грани и затратой части энергии потока на выравнивание давления в зоне расположения вихря.

Даже на значительном удалении от передней кромки между верхней и боковой гранями сохраняется заметная разница в уровнях давления, которая увеличивается с ростом интенсивности падающего скачка уплотнения. Например, если при $\xi = 1,27$ после дифракции скачка на гранях наблюдается почти одинаковое давление ($p/p_\infty \approx 1,25$ в шестом дренажном сечении), то для $\xi = 1,6$ отношения давлений остаются на уровне 1,3 и 1,55, а для $\xi = 2,45$ — уже 1,5 и 2,5. Отсюда также следует, что с увеличением ξ более значительная доля энергии потока затрачивается на вихревую систему и дифракция скачка не приводит к адекватному с его интенсивностью росту давления над верхней гранью модели.

3. Обтекание внешнего прямого угла на режиме одинаковых углов атаки с генератором скачка уплотнения (ГСУ) фактически представляет случай объединения рассмотренных выше течений. Как и при независимом обтекании угловой конфигурации без ГСУ, в зоне свободной дифракции в передней части модели реализуется течение со срывом потока на ребре и образованием вихревой системы. Падающий от генератора скачок W_r

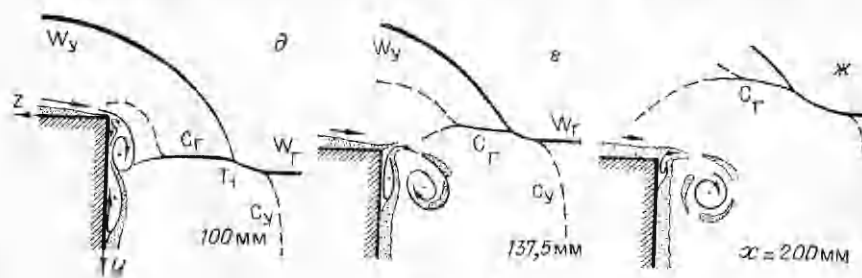
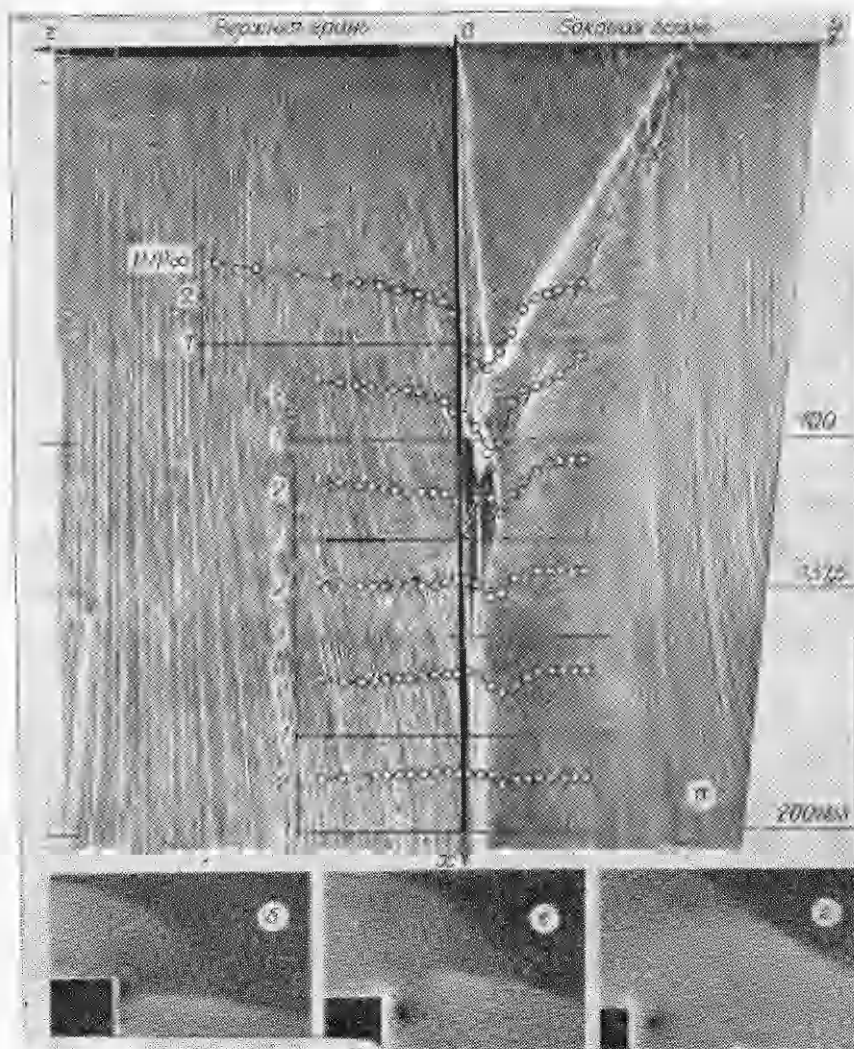


Рис. 5

вначале взаимодействует с дифрагирующим головным скачком W_y , а затем уже внутренний скачок C_r — с пограничным слоем боковой грани, со срывным вихрем и только после этого дифрагирует через ребро угла в сторону верхней грани (рис. 5, $\alpha_y = \alpha_r = 16^\circ$, $x' = 125$ мм). Наиболее важная особенность данного режима течения — интерференция скачка C_r с вихревой системой вблизи ребра дифракции.

Аналогично случаю обтекания пластины с продольным уступом при угле скольжения $\beta = 0$ и $\alpha > 0$ [10] в передней части модели скачок W_y дифрагирует в сторону боковой грани почти по дуге окружности и, постепенно ослабляясь, достигает W_r в точке T_1 (рис. 5, б, в).

дает в зону сжатия потока с $M_\alpha < M_\infty$ и плавно изменяет угол своего отклонения относительно поверхности боковой грани (до согласования с M_α). При больших углах атаки M_α значительно меньше M_∞ (см. табл. 1) и изменение положения внутреннего скачка c_y в точке T_1 носит скачкообразный характер. Если интенсивность дифрагировавшего скачка W_y достаточна, то падающий скачок W_r (продолжением которого является скачок c_r) также заметно изменяет свое положение и отклоняется в сторону ребра дифракции до согласования с местными параметрами потока при M_d .

Из-за появления стреловидности передней кромки у боковой грани при $\alpha_y \neq 0$, что способствует ускорению перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный [13], внутренний скачок c_r практически на всем протяжении грани взаимодействует с турбулентным пограничным слоем, о чем свидетельствуют полученные маслосажевые снимки. Если до $\alpha = 8^\circ$, за исключением небольшого участка ламинарного пограничного слоя у передней кромки, наблюдается предотрывное течение, то с $\alpha \geq 12^\circ$ на боковой грани явно обнаруживается отрыв потока.

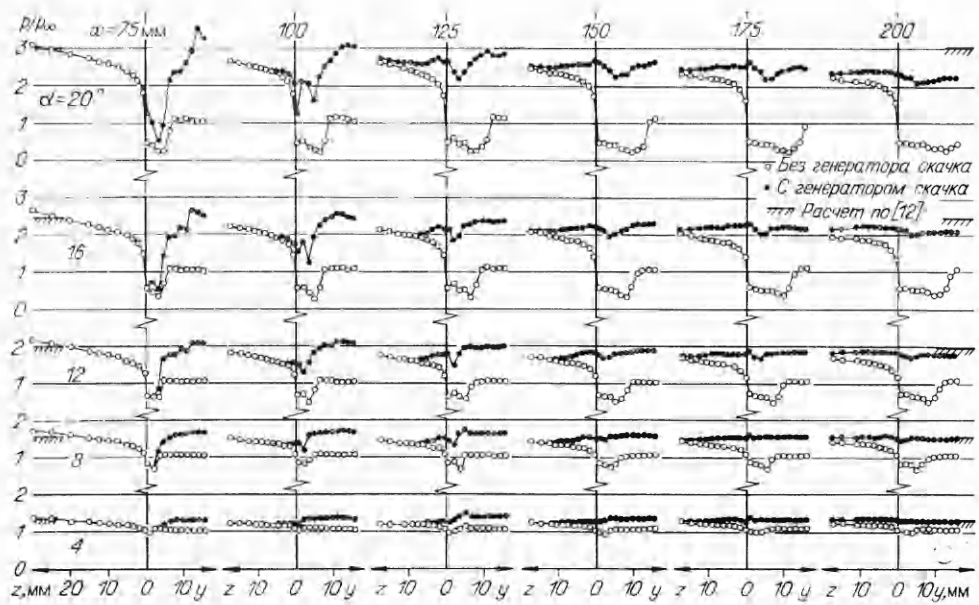
По мере смещения вдоль модели скачок c_r достигает вихревой системы, его передняя и задняя λ -ножки вступают во взаимодействие с ядром срывного вихря и последовательно дифрагируют в сторону верхней грани (рис. 5, б, д и в, е). В отличие от режима дифракции при $\alpha_y = 0$ (п. 2) скачок c_r попадает в зону сравнительно высокого давления над верхней гранью и достаточно быстро диссипирует, становясь невидимым на снимках «лазерного ножа».

Начиная от $\alpha = 12^\circ$, в зоне взаимодействия скачка с вихрем на боковой грани возникают многочисленные линии отрыва и присоединения потока, а при $\alpha \geq 16^\circ$ (рис. 5, а) — еще и локальные застойные участки, которые утрачивают свои четкие контуры на картинах маслосажевой визуализации во время остановки аэродинамической трубы.

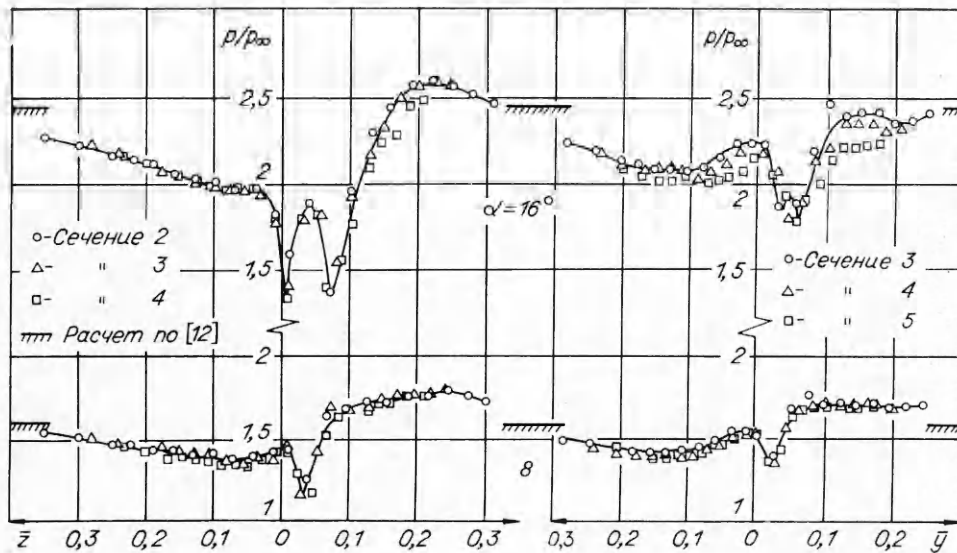
При небольших α линия вторичного отрыва потока, связанная с формированием вихревой системы в зоне свободной дифракции, после воздействия скачка оттесняется в сторону ребра и постепенно сливается с ним. На углах $\alpha > 12^\circ$ линия вторичного отрыва потока под вихрем и линия отрыва пограничного слоя от скачка c_r ниже участка интенсивного перемешивания рассматриваемых отрывных течений соединяются вместе и сносятся вниз по потоку, несколько отдаляясь от ребра дифракции (рис. 5, а).

Увеличение α приводит к усилению градиентов давления и усложнению картины распределения давления в области интерференции скачка с вихревой системой. При $\alpha \leq 12^\circ$ на расстоянии $x \approx 2x'$ давления на поверхностях верхней и боковой граней полностью выравниваются и принимают значение, близкое к расчетному в соответствии с $\alpha_y = \alpha_r$. Далее с ростом α экспериментальные и расчетные данные не совпадают, что связано с расходом части энергии потока на взаимодействие с вихрем и влиянием концевых эффектов (рис. 6, масштаб оси $z-y$ надо удвоить).

В ходе интерференции скачка и отрывных течений пограничного слоя с вихревой системой имеет место частое столкновение потоков с существенно разными направлениями движения. В результате несимметричного воздействия скачка c_r сверху (справа) и отрывов пограничного слоя снизу (слева) ядро срывного вихря неправильной формы (при больших α), кроме вращения газа внутри его, само начинает крутиться и как бы «кувыркаться» (рис. 5, в, е). Как и в предыдущем случае (п. 2), во вращении вокруг ядра вовлекается и газ из отрывной зоны пограничного слоя перетекающим с верхней на боковую грань потоком. По мере дальнейшего развития течения вовлеченные во вращение низкоэнергетические (за счет поперечной компоненты скорости) «порции» отрывного течения и пограничного слоя сравнительно быстро диссипируют в окружающем высокоэнергетическом (за счет продольной компоненты скорости) потоке. Ядро отошедшего во внешний поток вихря постепенно стабилизируется и приобретает четкую круговую форму, т. е. превращается в цилиндрический или конический вихревой шпур (рис. 5, г, ж).



Р и с. 6



Р и с. 7

Для изучения характера интерференции скачков уплотнения одной и той же интенсивности с вихревыми системами разной величины при $\alpha_y = \alpha_r = 8$ и 16° испытания проведены в трех положениях падающего скачка ($x' = 100, 125$ и 150 мм). Оказалось, что при этом изменяются только масштабы исследуемых явлений (местных отрывов потока, застойных зон и т. д.). В качестве примера на рис. 7 сравниваются распределения давления в сопоставимых поперечных сечениях 2, 3, 4 и 3, 4, 5. На угле $\alpha = 8^\circ$ данные для всех трех положений скачка и всего возможного набора сопоставимых сечений согласуются между собой хорошо (за исключением случаев влияния толщины пограничного слоя в первых трех сечениях на боковой грани). При $\alpha = 16^\circ$ из-за роста интенсивностей взаимодействующих скачков уплотнения, вихревых образований и т. д. наблюдаются более значительные градиенты давления, разброс данных несколько больше и выравнивание поля течения происходит гораздо медленнее.

Таким образом, при сверхзвуковом продольном обтекании внешнего прямого угла увеличение перепада давления между гранями модели приводит к значительному усложнению течения вблизи ребра дифракции и к появлению пространственного висячего скачка уплотнения над ядром основного срывного вихря. При пулевом угле атаки модели дифракция падающего извне на боковую грань косого скачка уплотнения сопровождается образованием вихревой системы и повышением давления над верхней гранью. Главная особенность обтекания угловой конфигурации на режиме $\alpha_y = \alpha_r$ — интенсивное взаимодействие падающего скачка с вихревой системой, приводящее к появлению свободного вихревого шнура, который распространяется далеко вниз по потоку вплоть до полной диссипации за счет действия сил вязкости.

Взаимодействие скачка уплотнения с пограничным слоем и с вихревыми системами одинаковой интенсивности, но разных размеров имеет один и тот же характер, что подтверждается как полученными снимками визуализации потока, так и измерениями распределения давления на поверхности модели.

Автор весьма признателен А. М. Харитонову, М. Д. Бродецкому, А. А. Желтоволоду и Н. Ф. Воробьеву за ценные замечания при обсуждении работы, А. А. Павлову — за непосредственное участие в экспериментах по визуализации потока методом «лазерного пояса».

ЛИТЕРАТУРА

1. Демьяненко В. С. Экспериментальное исследование пространственного сверхзвукового течения газа в области интерференции пересекающихся поверхностей // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1975. — № 6.
2. Демьяненко В. С., Игумнов В. А. Пространственное взаимодействие ударной волны с турбулентным пограничным слоем в области интерференции пересекающихся поверхностей // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. — 1975. — Вып. 2.
3. Желтоводов А. А. Физические особенности и некоторые свойства двумерных и трехмерных отрывных течений при сверхзвуковых скоростях // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1979. — № 3.
4. Желтоводов А. А. Режимы и свойства пространственных отрывных течений, инициированных косыми скачками уплотнения // ПМТФ. — 1982. — № 3.
5. Зубин М. А., Сетавенко П. А. Структура течения в отрывной области при взаимодействии прямого скачка уплотнения с пограничным слоем в угле // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1979. — № 3.
6. Костюк К. К., Благоевцевский И. А. и др. Экспериментальное исследование обтекания двугранного угла и простейших конфигураций типа треугольная пластина + коническое тело потоком с большой сверхзвуковой скоростью // Тр. ЦАГИ. — 1984. — Вып. 2224.
7. Kubota H., Stollery J. L. An experimental study of the interaction between a glancing shock wave and a turbulent boundary layer // J. Fluid Mech. — 1982. — V. 116.
8. Демьяненко В. С., Федосов В. П. Течение сверхзвукового потока около выпуклого двугранного угла // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. — 1975. — Вып. 3.
9. Майкапар Г. И., Пятнова А. И. Обтекание внешнего угла обечайки воздухозаборника сверхзвуковым потоком // Учен. зап. ЦАГИ. — 1980. — Т. 11, № 3.
10. Бродецкий М. Д., Максимов А. И., Харитонов А. М. Особенности взаимодействия интерференционных и дифракционных течений при сверхзвуковых скоростях // ПМТФ. — 1986. — № 1.
11. Амелина М. А., Бродецкий М. Д. и др. Многоканальный измеритель давлений МИД-100 // Методы и техника аэрофизических исследований. — Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1978.
12. Абрамович Г. И. Прикладная газовая динамика. — М.: Наука, 1969.
13. Калинина С. В., Корнилов В. И. Влияние угла стреловидности и единичного числа Рейнольдса на переход пограничного слоя при сверхзвуковых скоростях // ПМТФ. — 1973. — № 1.

Поступила 18/VI 1986 г.