

УДК 533.6.011.72

© 1992 г. М. А. ЗУБИН, Н. А. ОСТАПЕНКО

О НЕКОТОРЫХ РЕЖИМАХ СВЕРХЗВУКОВОГО ОБТЕКАНИЯ НАВЕТРЕННОЙ СТОРОНЫ V-ОБРАЗНЫХ КРЫЛЬЕВ

С использованием экспериментальных данных по обтеканию конических V-образных крыльев изучены условия реализации режимов, обнаруженных в теории идеального газа [1, 2], с всплывшей точкой Ферри на наветренной стороне крыла со сверхзвуковыми передними кромками и разрушения конического течения при наличии отрыва турбулентного пограничного слоя.

Эксперименты проводились на трех моделях V-образных крыльев с острыми передними кромками и углом раскрытия $\gamma=40^\circ$, имеющими угол при вершине боковых граней $\beta=30, 45$ и 90° и длину по центральной хорде $L=100, 100$ и 70 мм соответственно. Число Маха невозмущенного потока $M_\infty=3$, единичное число Рейнольдса $Re=1,6 \cdot 10^8$ м⁻¹. Переход пограничного слоя из ламинарного в турбулентный осуществлялся на расстоянии 10 мм от передних кромок моделей при местном числе $Re=(1,5-2) \cdot 10^6$. Таким образом, на большей части поверхности крыльев взаимодействие внутренних ударных волн происходило с турбулентным пограничным слоем.

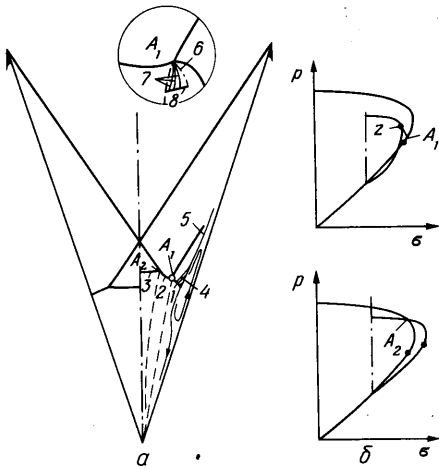
В экспериментах использовались: оптические методы, позволяющие наблюдать теневые картины течения в плоскости, нормальной ребру V-образного крыла [3], а также в следе за крылом и на его передних кромках (прибор Теплера); метод маслосажевой визуализации для получения данных о положении и размерах отрывных областей и картин предельных линий тока на поверхности модели. Распределение давления по размаху крыла регистрировалось с помощью автоматизированной системы сбора и обработки результатов измерений, построенной на базе датчиков ИКД6ТД. Погрешность измерения давления не превышала 1%.

1. Схемы течения. О положении точки Ферри. Основным выводом, следующим из описания режимов обтекания V-образных крыльев [4], является существенное влияние взаимодействия ударных волн с пограничным слоем на стенках крыла на общую структуру течения, в отличие от представлений [5, 6].

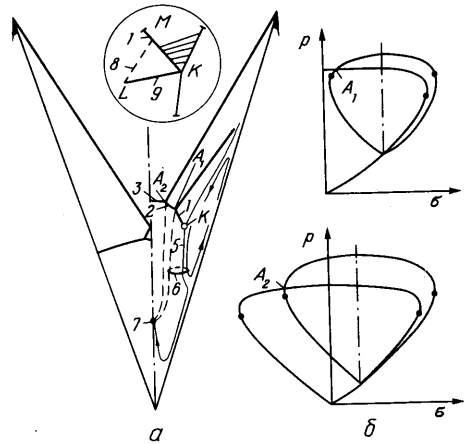
Полученные экспериментально картины течения в ударном слое позволяют провести расчет взаимодействия ударных волн, построить схемы течения около крыльев с увеличением угла атаки α (угол между направлением скорости невозмущенного потока и центральной хордой крыла) и совместно с данными дренажных испытаний и теплеровскими снимками в плоскости симметрии течения сделать качественные выводы о структуре течения в возмущенной области.

Для расчета точек ветвления ударных волн использовались либо результаты точных расчетов интенсивности приходящей ударной волны, либо, как это делалось при исследовании λ -конфигурации скачков уплотнения над отрывной областью [7], интенсивность косога скачка принималась равной соответствующему давлению пласта, полученному экспериментально. Числа Маха M_n для анализа типов пересечения ударных волн вычислялись по скорости однородного потока, нормальной к коническому лучу, входящему в исследуемую точку ветвления на теневом снимке в поперечной плоскости течения. Там, где это представлялось возможным, прохождение линий тока через последующие скачки уплотнения рассчитывалось в предположении, что потоки между соответствующими ударными волнами являются однородными.

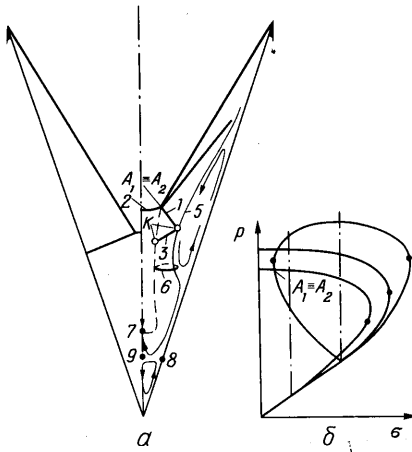
На фиг. 1, а — 4, а изображены характерные схемы течения (справа) в ударном слое около крыла с углом $\beta=45^\circ$ при углах атаки $\alpha=10; 22,5; 25$ и 30° , построенные на основании анализа экспериментальных дан-



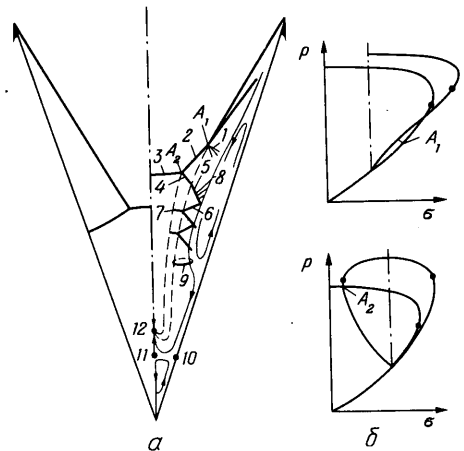
Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

ных, и конфигурации ударных волн, полученные численно на модели идеального газа [1, 2] (слева). На фиг. 1, б — 4, б — типы взаимодействия ударных волн в указанных точках ветвления, где p — давление, σ — угол поворота потока в ударной волне.

При $\alpha=10^\circ$ (фиг. 1) в точке A_1 реализуется течение с замыканием тройной точки изэнтропой zA_1 , исходящей из звуковой точки z , а за скачком уплотнения 2 имеет место дозвуковое течение на сфере. В таких случаях [1] вниз по течению будет существовать висячий скачок уплотнения (см. увеличенную структуру течения в окрестности точки A_1 , где b — звуковая линия, 7 — центрированная волна разрежения, 8 — замыкающий сверхзвуковую область течения висячий скачок уплотнения). Расчет показал, что при интенсивности $P_c = p_c/p_\infty$ (p_∞ — давление в невозмущенном потоке) косога скачка уплотнения над областью отрыва 1,45 и $M_n=1,46$ в точке A_1 число Маха за скачком уплотнения 1 и центрированной волной разрежения 7 близко к единице ($\leq 1,01$). Поэтому висячий скачок уплотнения, имеющий малую интенсивность, не наблюдался на теновом снимке.

В [1] был также рассмотрен случай, когда изэнтропа zA_1 приходит на сверхзвуковую ветвь основной поляры. При этом висячий скачок существует с обеих

сторон контактного разрыва, выходящего из тройной точки A_1 . Такая структура течения наблюдалась в окрестности тройной точки λ -конфигурации ударных волн при исследовании взаимодействия скачка уплотнения, нормально падающего на стенку двугранного угла, с турбулентным пограничным слоем [8], где без учета предшествующей изэнтропической волны сжатия $P_c=1,49$, $M_n=1,5$ в тройной точке.

Расчет точек ветвления ударных волн и анализ теневых снимков течения в поперечной плоскости позволяют описать форму ударных волн, ограничивающих внутреннюю область течения. Скачок уплотнения 2 (фиг. 1) направлен выпуклостью внутрь возмущенной области. Ударная волна 1, падающая на отрывную область, искривляется под воздействием волн сжатия 4, возникающих под влиянием возмущений, идущих по дозвуковой области течения вверх по потоку и искривляющих линию тока 5, разделяющую сверхзвуковую и дозвуковую области потока, и имеет интенсивность в точке падения, равную единице [9]. В целом коническое течение, реализующееся за системой ударных волн 1, 2 и 3 при $\alpha=10^\circ$, дозвуковое, за исключением малой окрестности точки A_1 .

С ростом угла атаки тройные точки A_1 и A_2 приобретают простейшую структуру (фиг. 2, б), когда слабые приходящие скачки уплотнения ветвятся на два сильных: 1 и 2, 2 и 3. Увеличение интенсивности падающего на пограничный слой скачка уплотнения 2 приводит к заметному росту размеров отрывной области и кривизны ее профиля вниз по потоку. При этом на ее внешнем обводе 5 образуются местные трансзвуковые области течения 6 с замыкающими скачками уплотнения (фиг. 2, а). Процесс смещения потоков в окрестности линии тока 5, идущих над отрывной областью и внутри ее, приводит к появлению сверхзвуковых областей на сфере под разделяющей линией тока 5, о чем свидетельствует проникание скачков уплотнения, замыкающих трансзвуковые зоны, внутрь отрывной области.

Из анализа типа пересечения ударных поляр ($\alpha > 10^\circ$) следует, что исходящий из тройной точки A_1 скачок уплотнения 1 (фиг. 1) имеет тенденцию к переходу от сильного к слабому семейству ударных волн. Причем при углах атаки $10^\circ \leq \alpha \leq 15^\circ$ он имеет участок, примыкающий к точке A_1 , выпуклый в сторону набегающего потока и расположенный дальше от ребра крыла, чем точка A_1 . При этом максимальное значение давления за скачком уплотнения 1 будет реализовываться в наиболее удаленной его точке от ребра крыла. Далее в сторону отрывной области интенсивность скачка 1 ослабевает и за ним при $\alpha \geq 17,5^\circ$ в окрестности точки его падения K на отрывную область должна возникнуть звуковая точка M (фиг. 2). При этом между двумя звуковыми точками K (здесь интенсивность скачка уплотнения 1 равна единице [9]) и M за скачком уплотнения 1 реализуется конически сверхзвуковое течение и можно допустить существование структуры со звуковой линией 8 и замыкающей сверхзвуковую область течения ударной волной 9, интенсивность которой в точках K и L равна единице.

Теневые картины течения в поперечной плоскости свидетельствуют, что с ростом угла атаки протяженность отраженного скачка уплотнения KL увеличивается, что отвечает перемещению звуковой точки M по скачку уплотнения 1 к точке A_1 .

При углах атаки $15^\circ \leq \alpha \leq 17,5^\circ$ в потоке, прошедшем скачок уплотнения 3 (фиг. 1, а), образуется висячая ударная волна (на схеме не изображена), обусловленная разгоном потока, ограниченного контактными разрывом, выходящим из точки A_2 , и плоскостью симметрии, до сверхзвуковых скоростей на сфере и его последующим ударным сжатием [4].

Экстраполяция экспериментальных данных по положению ударных волн в плоскости симметрии при $\alpha > 10^\circ$ показала, что маховское отражение скачков уплотнения, идущих с передних кромок, от плоскости

симметрии течения реализуется при углах атаки $\alpha \geq 18,4^\circ$ (фиг. 2), тогда как, согласно расчетам [2], в рамках теории идеального газа переход от регулярного отражения к маховскому осуществляется при $\alpha = 24,8^\circ$.

Структура течения в возмущенной области около крыла с углом $\beta = 45^\circ$ в некотором диапазоне изменения угла атаки $\alpha \geq 18,4^\circ$ аналогична изображенной на фиг. 2, а. В точках A_1 и A_2 слабые скачки уплотнения — над отрывной областью и идущий с кромки — ветвятся соответственно на два сильных: 1, 2 и 2, 3.

Качественно тип пересечения поляря в точке A_2 соответствует полученному в теоретических расчетах [2]. Изменение положения точки пересечения поляря для углов атаки $\alpha > 18,4^\circ$ (фиг. 2, б) указывает на стремление скачков уплотнения 1 и 2 в точках A_1 и A_2 к слабому семейству. Скачок уплотнения 2 направлен выпуклостью внутрь возмущенной области, мостообразный скачок 3 маховской конфигурации ударных волн обращен выпуклостью в сторону невозмущенного потока. В окрестности точки K падения скачка уплотнения 1, замыкающего λ -конфигурацию ударных волн, на отрывную область существует структура течения, описанная выше, причем звуковая точка M все выше поднимается по скачку от области отрыва к точке A_1 .

На теневой картине течения для $\alpha = 22,5^\circ$ (фиг. 2) уже хорошо наблюдается скачок уплотнения 9, указанный в структуре окрестности точки K . На внешнем обводе отрывной области 5, имеющем еще большую кривизну при указанных углах атаки, также наблюдаются трансзвуковые области течения 6 со скачками уплотнения, проникающими через зону смещения в отрывную область.

Режим обтекания крыла становится качественно другим при угле атаки $\alpha = 25^\circ$ (фиг. 3), когда область отрыва пограничного слоя достигает таких размеров, что начинает непосредственно влиять на головную ударную волну. Если рассматривать изменение режима обтекания крыла в динамике, то внутренний скачок уплотнения 2 (фиг. 2, а) исчезает, а в точку $A_1 = A_2$ приходят два слабых скачка уплотнения (фиг. 3, а), которые ветвятся, согласно фиг. 3, б, на слабую ударную волну 1 и сильный мостообразный скачок 2.

Отражение слабого скачка уплотнения 1, за которым по всей его длине теперь имеет место коническое сверхзвуковое течение, от разделяющей сверхзвуковой поток от дозвукового в отрывной области линии 5 происходит по схеме, описанной для точки K (фиг. 2), со скачком уплотнения 3, который в этом случае доходит до контактного разрыва 4 и взаимодействует с ним по схеме с отраженным скачком уплотнения (структура точки K) либо без отражения (фиг. 1, скачок уплотнения 1, разделяющая линия тока 5). Вниз по потоку над областью отрыва реализуется трансзвуковая область течения 6 со скачком уплотнения, проникающим через сверхзвуковую часть области смещения в область отрыва.

При дальнейшем увеличении угла атаки косой скачок над отрывной областью начинает взаимодействовать с ударной волной, идущей от передней кромки крыла (фиг. 4, а). Замыкание тройной точки A_1 происходит через центрированную волну разрежения 1, соответствующую изэнтропическому переходу с внутренней поляры (фиг. 4, б) от давления за косым скачком уплотнения над областью отрыва до давления за исходящим из точки A_1 слабым скачком уплотнения 2. Скачок уплотнения 2 далее в точке A_2 ветвится на два сильных скачка уплотнения 3 и 4 при $\alpha \leq 30^\circ$ и на сильный 3 и слабый 4 скачки уплотнения при $\alpha = 30^\circ$ (фиг. 4). Скачок уплотнения 4, преломляясь на контактном разрыве, исходящем из точки A_1 , отражается от дозвуковой части потока в отрывной области скачком уплотнения 6.

Характер течения далее вниз по потоку и отражения скачков от

контактных разрывов, отделяющих сверхзвуковую область течения от ограничивающих ее дозвуковых областей, обусловлен начальными параметрами газа, интенсивностью косых скачков уплотнения и формой отрывной области. При $\alpha \geq 30^\circ$ имеет место множественная система ударных волн в конически сверхзвуковой части возмущенной области, расположенной между контактным разрывом, исходящим из точки A_2 , и дозвуковым потоком в отрывной области 8. В этих случаях для течения на сфере можно говорить об ударе сверхзвуковой струи в стенку крыла в области присоединения оторвавшегося потока с замыкающей ударной волной 9. При этом в точках падения ударных волн на отрывную область могут существовать схемы течения, описанные в [9].

На фиг. 5 в зависимости от угла атаки α приведены экспериментальные уровни давления $P = p/p_\infty$ в соответствующих характерных точках кривой распределения давления по стенке крыла, а также расчетные величины давления за мостообразным скачком уплотнения в плоскости симметрии течения (сплошная кривая), в точках A_1 (точки 1) и A_2 (точки 2). Стрелками показаны ударные переходы в последующих (одном или двух) скачках уплотнения для струек тока, прошедших систему косых скачков в окрестности кромки. Положение образующихся вниз по потоку над отрывной областью скачков уплотнения снималось с теневых снимков, как и положение точек A_1 и A_2 . Там же приведены схемы взаимодействия ударных волн, имеющие место в соответствующих интервалах изменения угла атаки.

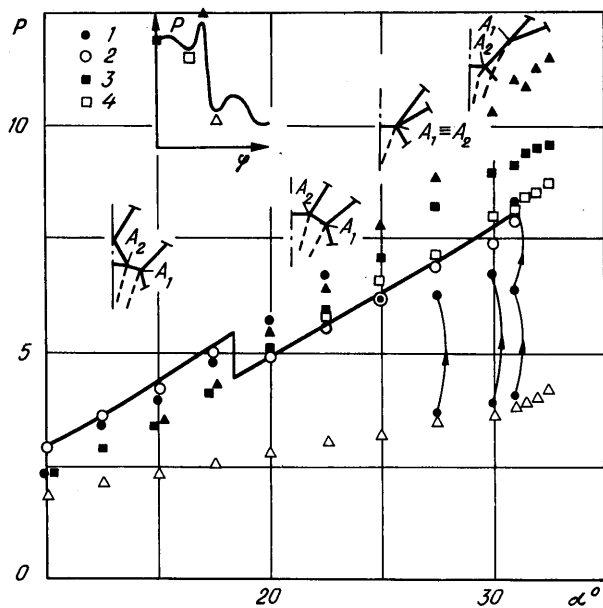
На фиг. 6 представлены расчетные данные полного давления $P_0 = p_0/p_\infty$ на сфере (а) и игрековой компонент единичного вектора полной скорости для частиц газа, прошедших точки A_1 (точки 1) и A_2 (точки 2) и движущихся снизу и сверху соответствующего контактного разрыва, считая от стенки крыла.

Из совместного рассмотрения зависимостей на фиг. 5 и 6 следует, что в случае режимов регулярного взаимодействия в плоскости симметрии ударных волн, идущих от передних кромок ($\alpha \leq 18,4^\circ$), уровни давления в точках A_1 и A_2 и полные давления частиц газа, прошедших ударные волны в окрестности указанных точек, близки. Уровни же давления в точках A_1 и A_2 выше уровня давления у ребра крыла (фиг. 5, точки 3) и игрековые компоненты скоростей положительны (фиг. 6, б). Поэтому в этих случаях давление от ударных волн к ребру крыла будет падать и, следовательно, линии тока на сфере войдут в точку излома его поперечного контура. Таким образом, при $\alpha \leq 18,4^\circ$ точка Ферри располагается в точке излома поперечного контура крыла (фиг. 1).

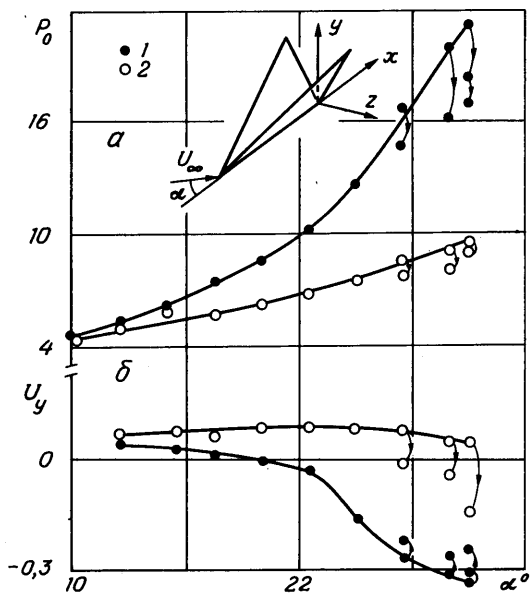
Соотношение характерных величин давления меняется при переходе к режимам обтекания крыла с маховским взаимодействием ударных волн в плоскости симметрии течения ($\alpha \geq 18,4^\circ$) (фиг. 5).

Давление в точке A_1 (точки 1) при $18,4^\circ < \alpha < 25^\circ$ превышает давление как в точке A_2 (точка 2), так и в плоскости симметрии течения за мостообразным скачком уплотнения (сплошная кривая). Для указанных углов атаки имеет место полная аналогия с краевыми условиями на ударных волнах, ограничивающих возмущенную область, полученными теоретически [2] при том же типе отражения ударных волн от плоскости симметрии. В [2] более высокими уровнями статического давления и полного давления на сфере обладали частицы газа в пристеночной области течения, прошедшие косой на кромке и прямой внутренний скачки уплотнения (фиг. 2, а). В реальном течении такими характеристиками располагают частицы газа, прошедшие косой скачок на кромке и λ -конфигурацию ударных волн над отрывной областью течения. Они и определяют структуру потока в возмущенной области.

Игрековая компонента скорости под контактным разрывом в точке A_1 (фиг. 6, б, точки 1) при $\alpha \geq 18,4^\circ$ становится отрицательной. Следовательно, как и в теоретических расчетах [2], полная скорость частиц, прошедших λ -конфигурацию ударных волн, направлена в сторону ребра крыла, тогда как в окрестности плоскости симметрии — от него (фиг. 6, б, точки 2). Об этом свидетельствует также опережение мостообразного



Фиг. 5



Фиг. 6

скачка уплотнения β (фиг. 2, а) положения ударной волны на эквивалентном клине [4].

Таким образом, при $18,4^\circ < \alpha < 25^\circ$ будет иметь место разгон частиц газа, прошедших λ -конфигурацию ударных волн, и увеличение наклона линий тока в сторону ребра V-образного крыла, тогда как частицы газа, прошедшие мостообразный скачок уплотнения β , будут тормозиться и

еще более отклоняться от ребра крыла. В результате перерасширения газа, обтекающего отрывную область, а затем его торможения за линией растекания присоединившегося потока до значений давления, наблюдаемых в эксперименте в окрестности ребра крыла (фиг. 5, точки 3), будет происходить отток газа в плоскости симметрии от ребра крыла в сторону ударной волны, т. е. особенность Ферри 7 будет всплывать над поверхностью крыла (фиг. 2, а).

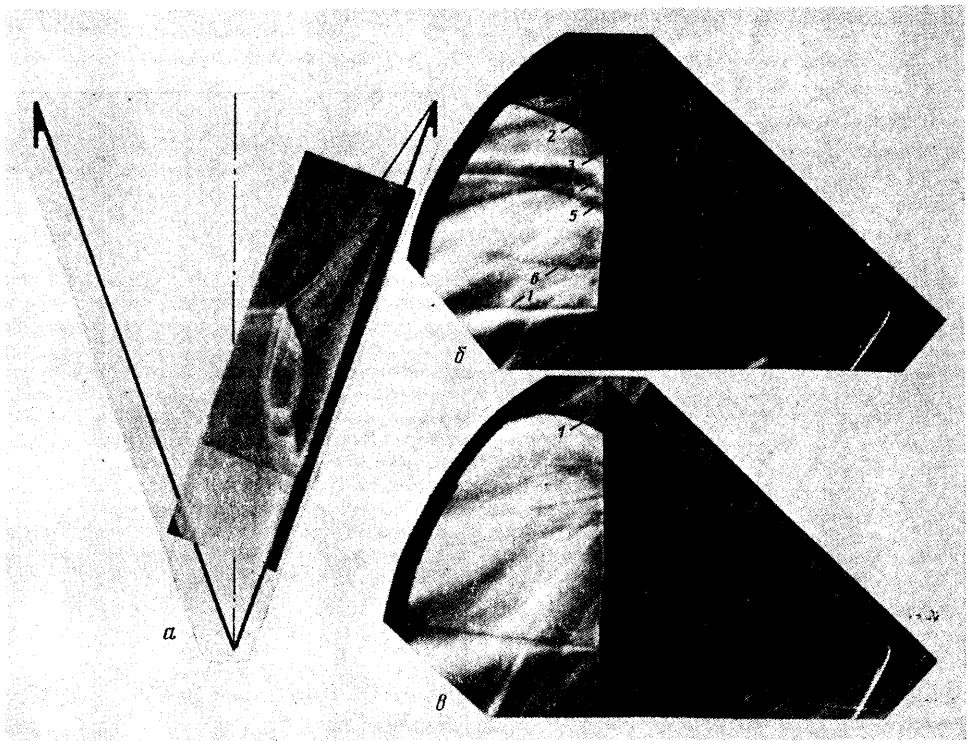
При угле атаки $\alpha=25^\circ$, когда точка A_1 совпадает с точкой A_2 (фиг. 3, а), хотя статические давления за системой косых ударных волн и мостообразным скачком уплотнения практически совпадают (фиг. 5), большое превышение полного давления на сфере для частиц газа, прошедших систему косых скачков уплотнения под контактным разрывом (фиг. 6, а, точки 1), над полным давлением частиц газа, прошедших мостообразный скачок уплотнения 2 (точки 2), а также соответственно отрицательная и положительная игрековые компоненты их полных скоростей (фиг. 6, б) обеспечат всплывание точки Ферри 7 в сторону головной ударной волны (фиг. 3, а).

При $\alpha>25^\circ$ (фиг. 4) статическое давление в точке A_1 (фиг. 5, точки 1) значительно ниже давления в точке A_2 (точки 2), оно остается ниже и при переходе частиц газа, движущихся под контактным разрывом, выходящим из точки A_1 , через скачок уплотнения 5 (фиг. 5, $\alpha=27,5$ и 30°), либо скачки 5 и 6 ($\alpha=31^\circ$, показано сплошными линиями со стрелкой). Расчет в предположении однородности потоков между ударными волнами является приближенным, тем не менее можно ожидать, что падение давления за системой косых скачков уплотнения под контактным разрывом, исходящим из точки A_2 , вызовет соответствующее падение давления в окрестности плоскости симметрии и изменение направления полной скорости.

Расчет по методике, приведенной в [4], показал, что игрековая компонента скорости частиц газа, прошедших мостообразный скачок уплотнения 3 (фиг. 4, а), становится отрицательной при $\alpha>25^\circ$ (точки 2 на фиг. 6, б), понижается и полное давление на сфере (точки 2 на фиг. 6, а). Однако полное давление на сфере для частиц газа, прошедших под контактным разрывом, исходящим из точки A_2 (фиг. 4, а), последовательность скачков уплотнения над отрывной областью (точки 1 на фиг. 6, а) более чем в 2 раза превышает полное давление на сфере частиц газа, прошедших мостообразный скачок уплотнения 3, и полная скорость первых имеет больший наклон в сторону ребра крыла, чем вторых, а значит, и в этом случае особенность Ферри будет располагаться в некоторой точке на оси симметрии течения внутри возмущенной области.

При $\alpha>25^\circ$ (фиг. 5) на кривых распределения давления по стенке крыла в окрестности его ребра за линией растекания присоединившегося течения появляется провал (точки 4), обусловленный интенсивным растеканием газа от линии растекания, и затем его торможением к ребру крыла. Наличие больших встречных градиентов давления для струек тока, подходящих к ребру крыла, вызывает отрыв пограничного слоя, который и наблюдается на картинах предельных линий тока на стенке крыла, полученных методом маслосажевой визуализации при $\alpha\geq 25^\circ$. При этом в окрестности ребра образуется пара конических вихрей, разделенных плоскостью симметрии течения (фиг. 3, 4, а) с почти постоянным давлением в их зоне. Струйки тока, оторвавшись от стенки крыла в окрестности линии стекания (соответственно точки 8 и 10 на фиг. 3 и 4, а), приходят на плоскость симметрии и от линии растекания (точки 9 и 11) уходят вверх в плоскости симметрии к особенности Ферри (точки 7 и 12).

Таким образом, вязкость газа приводит при больших углах атаки



Фиг. 7

к появлению новых особенностей в возмущенном течении, сопутствующих всплыванию точки Ферри.

Описанная структура течения в окрестности ребра крыла с углом $\beta=45^\circ$ наблюдается на теневых снимках течения в поперечной плоскости. На фиг. 7, *a* приведен теневой снимок при $\alpha=30^\circ$, а на фиг. 7, *b* представлен тепловый снимок течения сбоку около того же крыла, при том же режиме обтекания. Линия 1 соответствует сход потока с поверхности крыла по центральной хорде; 2 — мостообразный скачок уплотнения в маховской конфигурации головных ударных волн (скачок 3, фиг. 4, *a*); 3, 4 и 5 — последовательность скачков уплотнения, отвечающая скачку 7 (фиг. 4, *a*) и ударным волнам, расположенным вниз по течению, почти нормальным плоскости симметрии течения и реализующимся в конически сверхзвуковой струе (фиг. 7, *a*) вдоль обвода отрывной области. Линия 6 на фиг. 7, *b* не является образом какой-либо ударной волны в сжатом слое (см. фиг. 7, *a*), а соответствует коническому лучу, расположенному внутри дозвуковой области течения, вдоль которого имеет место большой перепад плотности. Такой след может соответствовать лишь особенности Ферри, где встречаются линии тока с большим перепадом энтропии, а следовательно, при равном давлении с большим перепадом плотности, пришедшие снизу от ребра крыла и сверху от мостообразного скачка уплотнения.

Таким образом, как количественные характеристики параметров течения в сжатом слое (направление скорости, полное давление на сфере), так и фактическое наблюдение реального характера обтекания модели с помощью теневых методов указывают на всплывание точки Ферри в плоскости симметрии над поверхностью крыла с углом при вершине $\beta=45^\circ$. Это имело место в численном расчете сверхзвукового обтекания крыла идеальным газом [2]. Отличие в реализации указанного явления,

впервые обнаруженного теоретически и подтвержденного в эксперименте, состоит в том, что всплытие точки Ферри от поверхности крыла на его наветренной стороне в первом случае (идеальный газ) наступает при $\alpha \geq 24,8^\circ$, а во втором (реальное течение) — при $\alpha \geq 18,4^\circ$, когда осуществляются переходы в структуре ударных волн от регулярного взаимодействия в плоскости симметрии к маховскому.

Для крыла с углом $\beta = 30^\circ$ при увеличении угла атаки характерна та же динамика переходов режимов обтекания на стороне сжатия, что и у крыла с углом $\beta = 45^\circ$: $\alpha \approx 17^\circ$ — осуществляется режим обтекания с всплывшей точкой Ферри (в теории идеального газа [1] всплытие этой точки реализовывалось при $\alpha \geq 15^\circ$), $\alpha \approx 17,5^\circ$ — кривой скачок уплотнения над отрывной областью взаимодействует с головной ударной волной.

Структура течения в ударном слое около крыла с углом $\beta = 90^\circ$ была достаточно подробно описана в [4]. В теории идеального газа при обтекании крыла с углом $\beta = 90^\circ$ сверхзвуковым потоком с числом $M_\infty = 3$ в возмущенной области на его наветренной стороне при $\alpha > 20,5^\circ$ осуществляется режим с двумя всплывшими точками Ферри, расположенными на стенках крыла [2]. Однако результаты расчета характерных величин полного давления на сфере и игрековых компонент скорости потока по наблюдаемым теневым картинам волновых конфигураций в поперечной плоскости показывают, что особенность Ферри располагается в точке излома поперечного контура крыла. Об этом же свидетельствуют и тепловровские снимки течения в следе за крылом, на которых наблюдаются лишь следы, соответствующие ударным волнам в сжатом слое.

Таким образом, экспериментальное исследование сверхзвукового обтекания V-образных крыльев с различной геометрией позволяет сделать вывод, что в случаях, когда в теории идеального газа реализуется всплытие точки Ферри в плоскости симметрии течения на наветренной стороне крыла, оно имеет место и в реальном течении. Если же условия обтекания приводят в идеальном газе к появлению двух точек Ферри на стенках крыла, то в реальном течении в результате образования зон отрыва пограничного слоя, полностью перестраивающих структуру потока в сжатом слое, указанные режимы течения не осуществляются.

2. О причинах разрушения конического течения. При анализе режимов обтекания конических форм конечной длины значительное место занимает вопрос о пределах применимости представления о коническом характере течения, поскольку переход от конической к существенно трехмерной структуре обтекания тел может привести к заметному изменению их аэродинамических характеристик.

В дальнейшем под разрушением конического течения будем понимать либо образование в сжатом слое около V-образных крыльев областей с дозвуковой полной скоростью, по которым вверх по потоку могут передаваться возмущения из донной области, либо отход ударной волны от носика крыла. В первом случае головная ударная волна может оставаться присоединенной не только к вершине крыла, но и к его кромкам.

Принято считать, что в течении на наветренной стороне V-образного крыла с увеличением угла атаки области с модулем полной скорости, меньшей критической скорости газа, будут возникать прежде всего за головной ударной волной. Для модели идеального газа при осуществлении режимов течения с всплывшей точкой Ферри полная скорость становится дозвуковой прежде всего в окрестности этой точки [1, 2], а не на границе возмущенной области. Это обстоятельство, как будет показано ниже, и в реальном течении приводит к разрушению конического течения.

В [10] на двух моделях V-образных крыльев с положительной и отрицательной стреловидностью изучался вопрос о разрушении конического течения. Там же было высказано предположение, что в однородном потоке за присоединенным к передней кромке крыла скачком уплотнения могут возникнуть условия, при которых не существует присоединенной ударной волны на клине, и это может привести к разрушению конического течения. Однако использование этих соображений для объяснения причин разрушения конического течения при наличии внутренних скачков уплотнения, падающих на стенку крыла, непригодно.

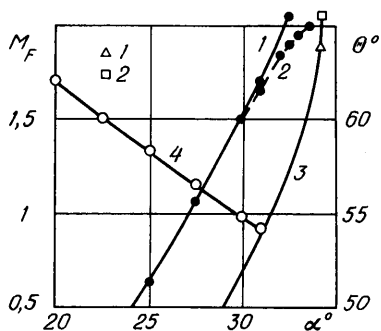
Разрушение конического течения на телах конечной длины возможно только по причине достижения полной скоростью критических значений в окрестности точки Ферри, всплывающей в плоскости, нормальной мостообразному скачку уплотнения, или непосредственно за мостообразным скачком уплотнения маховской конфигурации ударных волн [2]. Последняя всегда имеет место либо на исходном крыле, либо на внутреннем «крыле», обтекаемом однородным потоком за плоским, присоединенным к передней кромке скачком уплотнения, регулярно отражающимся от плоскости симметрии. Отметим, что никогда критические значения полной скорости в поле течения не могут возникнуть за внутренним скачком уплотнения маховской конфигурации ударных волн. Более того, большие градиенты и немонотонность распределения давления в дозвуковой внутренней области течения, которые возникают при обтекании V-образных крыльев при больших углах атаки [1, 2], указывают, что проведение оценок по разрушению конического течения с использованием соображений о плоских скачках уплотнения и однородных потоках за ними невозможно.

В реальном течении, когда под воздействием сильных ударных волн на стенке крыла образуются развитые зоны отрыва пограничного слоя, тем более не могут быть использованы простые расчетные оценки, не адекватные реальному физическому явлению.

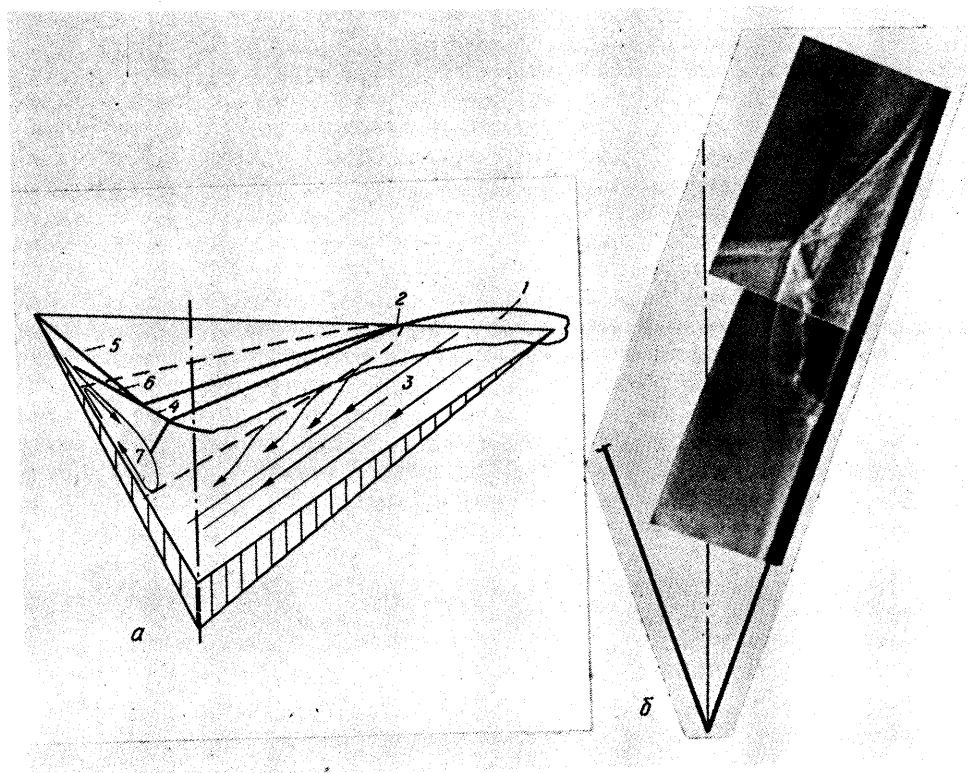
На фиг. 8 кривая 1 описывает положение мостообразного скачка уплотнения около V-образного крыла с углом $\beta=45^\circ$ в плоскости симметрии течения относительно скорости однородного потока, полученное в результате обработки теневых снимков течения в поперечной плоскости. Свет, идущий от точечного источника, помещенного в окрестности вершины крыла, фиксирует на теневой фотографии в плоскости симметрии положение ударной волны, имеющей максимальный угол наклона к ребру V-образного крыла (в коническом течении он постоянен) [3]. Штриховой линией 2 на том же рисунке показано положение мостообразного скачка уплотнения на срезе задней кромки, снятое с теплеровских фотографий. Отклонение кривой 2 от кривой 1 при углах атаки $\alpha > 30^\circ$ указывает, что течение перестает быть коническим, т. е. наклон мостообразного скачка уплотнения уменьшается вниз по потоку. При этом в окрестности вершины крыла течение асимптотически носит конический характер. Такое нарушение коничности течения обусловлено входом возмущений разрежения во внутреннюю область между стенками крыла, что возможно лишь в том случае, если в потоке имеются подобласти со значениями модуля полной скорости, меньшими критического. Кривая 3 описывает положение ударной волны на эквивалентном клине относительно набегающего потока.

На фиг. 8 представлена также расчетная зависимость (кривая 4) числа Маха полной скорости частиц газа, прошедших мостообразный скачок уплотнения в плоскости симметрии и изэнтропически заторможенных до значений давления в окрестности всплывшей точки Ферри, в качестве которых взяты величины давления в окрестности ребра крыла, полученные в дренажных испытаниях. Из данных расчетов следует, что при $\alpha > 30^\circ$ в окрестности точки Ферри реализуется дозвуковая по полной скорости область течения и, следовательно, возмущения из донной области могут распространяться вверх по потоку и разрушать коническое течение. Это подтверждается и искривлением линии отрыва на маслосаживочной визуализации течения вблизи задней кромки крыла при $\alpha > 30^\circ$.

Когда головная ударная волна присоединена к вершине крыла с углом $\beta=45^\circ$, то его передние кромки являются сверх-



Фиг. 8



Фиг. 9

звуковыми. Поэтому течение на наветренной стороне крыла следует считать закрытым в том смысле, что не может происходить перетекание газа через передние кромки, которое имеет место при больших углах атаки около крыльев с меньшими углами β ($\beta=30^\circ$) и дозвуковыми передними кромками, что и позволяет оставаться ударной волне присоединенной к вершине крыла, а течению — коническим. По этой причине для крыла с углом $\beta=45^\circ$ должен существовать угол атаки, при котором головная ударная волна, достигнув определенного угла наклона по отношению к набегающему потоку, отойдет от вершины крыла.

На фиг. 8 точкой 1 на кривой 3 показано положение скачка уплотнения на эквивалентном клине, при котором полная скорость равна местной скорости звука. В реальном течении такие условия за мостообразным скачком уплотнения маховской конфигурации ударных волн осуществляются при $\alpha \approx 32^\circ$ (кривая 1), когда на тепловых снимках еще не наблюдается отход ударной волны от вершины крыла. Отход ударной волны от вершины крыла реализуется при $\alpha \geq 33^\circ$ (фиг. 7, в, $\alpha=34^\circ$). Соответствующая схема течения изображена на фиг. 9, а для половины V-образного крыла. Ударная волна 1 отсоединена от вершины крыла и вниз по потоку переходит в мостообразный скачок уплотнения. От вершины крыла до точки 2 падения отошедшей ударной волны 1 на переднюю кромку имеет место проток газа (на фиг. 9, а обозначен стрелками 3), наблюдаемый на картинах маслосажевой визуализации уже при угле атаки $\alpha \approx 33^\circ$. Вниз по течению от точки 2 передняя кромка сверхзвуковая и реализуется взаимодействие результирующего скачка уплотнения 4, являющегося следствием взаимодействия косога скачка уплотнения 5 на кром-

ке со скачком уплотнения 6 над отрывной областью 7, с мостообразным скачком уплотнения 1. Отрывное течение и сопутствующая система ударных волн, образующиеся при падении ударной волны 1 на стенку крыла, не является коническим, так как ударная волна в любой сколь угодно малой окрестности точки 2 криволинейна. Об этом свидетельствуют и картины предельных линий тока, полученные в эксперименте. Теневая картина течения, наблюдаемая при $\alpha=34^\circ$ в поперечной плоскости, приведена на фиг. 9, б.

Таким образом, разрушение конического течения около V-образного крыла с углом при вершине $\beta=45^\circ$ в реальном течении начинается при угле атаки $\alpha \approx 30^\circ$ из-за образования в окрестности всплывшей точки Ферри дозвуковых по полной скорости областей, в то время как на модели идеального газа [2] этот процесс начинается при угле атаки $\alpha \approx 31^\circ$. Отход ударной волны от вершины крыла начинается при тех углах атаки, когда мостообразный скачок уплотнения достигает углов наклона по отношению к скорости набегающего потока, соответствующих сильноному скачку уплотнения на клине (фиг. 8, точка 2 на кривой 3). Для крыла с углом при вершине $\beta=45^\circ$ это происходит при $\alpha \approx 33^\circ$, в то время как на эквивалентном клине отход скачка для числа $M_\infty=3$ имеет место при $\alpha=34,2^\circ$.

Наблюдаемый на тепловых снимках при углах атаки $\alpha < 33^\circ$ след особенностей Ферри (фиг. 7, б, линия б) за донным срезом модели отсутствует при существенном нарушении конического течения (фиг. 7, в, $\alpha=34^\circ$).

Крыло с углом при вершине $\beta=30^\circ$ отличается от крыла с углом $\beta=45^\circ$ тем, что при угле атаки $\alpha=33,8^\circ$ и числе $M_\infty=3$ имеет расчетный режим обтекания с плоской, лежащей в плоскости передних кромок и принадлежащей к сильному семейству ударной волной в плоскости, нормальной к кромке. Выход на этот режим со стороны меньших углов атаки происходит через маховскую систему ударных волн с всплывшей в плоскости симметрии точкой Ферри, в окрестности которой при $\alpha=33^\circ$ достигаются дозвуковые значения полной скорости, что приводит к разрушению конического течения на модели конечной длины [1, 2].

Картины предельных линий тока на стенке крыла с углом $\beta=30^\circ$ позволили выявить другую причину, приводящую к разрушению конического течения — отходу ударной волны от вершины крыла, при углах атаки намного меньших, чем предсказанные теорией. Уже при угле атаки $\alpha=30^\circ$ реализуется схема обтекания, изображенная на фиг. 9, а с достаточно широкой областью протока газа между носиком крыла и точкой 2 падения головной волны на стенку, чего не наблюдается при угле атаки $\alpha < 30^\circ$. Причем экспериментальное положение мостообразного скачка уплотнения в маховской конфигурации ударных волн еще далеко от положения скачка уплотнения на эквивалентном клине со звуковой полной скоростью за ним. Следовательно, разрушение конического течения — отход ударной волны от вершины крыла — не связано с соответствующей характеристикой мостообразного скачка.

Анализ экспериментальной зависимости для угла между линией отрыва пограничного слоя и передней кромкой крыла с углом при вершине $\beta=30^\circ$ показал, что при $\alpha \gtrsim 30^\circ$ его величина становится меньше 2° . Это значит, что в окрестности вершины крыла линия отрыва практически выходит на кромку. Ясно, что при этом передняя часть зоны отрыва (новое тело вытеснения) создает такие условия обтекания передней кромки на котором ее участие от вершины крыла, которые приводят к отсоединению ударной волны от кромки и вершины крыла. Осуществляется режим обтекания крыла (фиг. 9, а), когда возникающая в результате взаимодействия скачков уплотнения 1 и 5 область отрыва пограничного слоя 7 уже не приводит к отходу косога скачка уплотнения 5 от передней кромки

вниз по потоку от точки 2. На возможность влияния зоны отрыва на отход ударной волны от кромки указывалось в работах [10—12].

Таким образом, на крыле с углом при вершине $\beta=30^\circ$ разрушение конического течения — отход ударной волны от носика крыла при углах атаки, меньших расчетного ($\alpha=33,8^\circ$), происходит за счет влияния зоны отрыва пограничного слоя. При расчетном для данного крыла угле атаки течение опять станет коническим, причем при $\alpha>33,8^\circ$ с ударной волной, отсоединенной от передних кромок [11], но присоединенной к вершине крыла.

Анализ экспериментальной зависимости угла между линией отрыва пограничного слоя и передней кромкой крыла с углом $\beta=45^\circ$ показал, что при $\alpha\approx 33^\circ$, когда ударная волна отходит от вершины крыла, указанный угол значительно превосходит его величину для крыла с углом $\beta=30^\circ$, при котором область отрыва начинает оказывать влияние на обтекание передней кромки. Следовательно, вывод, сделанный выше, о причинах разрушения конического течения — отсоединения ударной волны от носика крыла с углом $\beta=45^\circ$ — является верным.

В заключение анализа причин разрушения конического течения — отхода ударной волны от вершины крыльев с углами $\beta=45$ и 30° — можно сказать, что при постоянном угле раскрытия γ V-образного крыла и увеличении угла β от некоторых значений $\leq 30^\circ$, когда реализующееся маховское взаимодействие ударных волн приводит к отрыву пограничного слоя под воздействием внутреннего скачка уплотнения, будет осуществляться сначала разрушение конического течения под влиянием зоны отрыва пограничного слоя, а затем из-за перехода мостообразного скачка уплотнения от слабого семейства к сильному. При этом изменение причины указанного типа разрушения конического течения будет происходить при $\beta\geq\beta_n$, где β_n — предельный угол при вершине крыла, для которого существует при данном числе Маха расчетный режим обтекания, а превышение величины β над β_n будет зависеть от угловых размеров и положения отрывной области, возникающей на стенке крыла.

Для крыла с углом $\beta=90^\circ$ во всем исследованном диапазоне углов атаки конически дозвуковой поток за мостообразным скачком уплотнения маховской конфигурации ударных волн, образовавшейся в результате взаимодействия косых скачков уплотнения над отрывными областями течения, вновь разгоняется до сверхзвуковой скорости на сфере и ударно сжимается в скачке уплотнения, замыкающем дозвуковую область течения в окрестности плоскости симметрии [4]. Последующее изэнтропическое сжатие потока от давления за указанным скачком уплотнения до давления в ребре крыла может привести к появлению области дозвуковой полной скоростью в окрестности особенности Ферри. Анализ результатов соответствующих расчетов не подтвердил этого допущения. Не была обнаружена и тенденция стремления полной скорости к скорости звука во всем диапазоне углов атаки, где в эксперименте не наблюдалось разрушение конического течения.

Следовательно, условия, приводящие к разрушению конического течения около крыла с углом $\beta=90^\circ$, являющегося закрытым в том же смысле, что и около крыла с углом $\beta=45^\circ$, могут возникнуть лишь за мостообразным скачком уплотнения в маховской конфигурации ударных волн.

В соответствии с теоретическим исследованием [2] разрушение конического течения около крыльев конечной длины с углом $\beta=90^\circ$ начинается при $\alpha=27^\circ$. Анализ экспериментальных данных, снятых с теневых снимков течения в поперечной плоскости, по положению мостообразного скачка уплотнения относительно скорости однородного потока за регулярно взаимодействующими в плоскости симметрии ударными волнами, присоединенными к передним кромкам, показывает, что при $\alpha>27^\circ$ он отстает от ударной волны на эквивалентном клине, помещенном в указанный однородный поток. И если скачок уплотнения на эквивалентном клине перестает существовать при угле атаки $\alpha=27,4^\circ$, то полная скорость за мостообразным

скачком уплотнения становится равной критической при $\alpha \approx 27,5^\circ$, а при $\alpha \approx 28^\circ$ угол между мостообразным скачком и направлением скорости однородного потока перед ним достигает максимально возможных значений.

Согласно теневым снимкам течения, полученным с помощью прибора Теплера, отход ударной волны от вершины крыла с углом $\beta = 90^\circ$ начинается при угле атаки $\alpha \approx 28^\circ$, что не противоречит приведенным выше данным. Следовательно, в узком диапазоне углов атаки $27,5^\circ \leq \alpha \leq 28^\circ$ возмущения из донной области будут распространяться вверх по потоку и разрушать коническое течение, хотя ударная волна остается присоединенной к вершине крыла.

Таким образом, наблюдаемое в эксперименте разрушение конического течения — отход ударной волны от вершины V-образного крыла с углом $\beta = 90^\circ$ — осуществляется из-за перехода внутреннего скачка уплотнения, реализующегося в однородном потоке возмущенной области за регулярно взаимодействующими в плоскости симметрии ударными волнами, присоединенными к передним кромкам, от слабого семейства к сильному. Следовательно, указание теории [2] о разрушении конического течения при угле атаки $\alpha \approx 27^\circ$, происходящем из-за достижения полной скоростью дозвуковых значений в окрестности всплывших вдоль стенок крыла точек Ферри, не подтверждается экспериментом. Образующиеся в реальном течении мощные отрывные зоны на стенках крыла перестраивают структуру течения в возмущенной области и приводят к возникновению иных причин разрушения конического течения.

Проведенное экспериментальное исследование сверхзвукового обтекания наветренной стороны V-образных крыльев указывает, что при наличии в возмущенной области течения отрыва пограничного слоя результаты теории идеального газа по определению области существования конического течения не могут быть использованы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Остапенко Н. А. О всплывании точки Ферри на наветренной стороне V-образных крыльев // Докл. АН СССР. 1986. Т. 287. № 2. С. 295–298.
2. Зубин М. А., Остапенко Н. А. О структуре течения около наветренной стороны V-образных крыльев с присоединенной ударной волной на передних кромках // Изв. АН СССР. МЖГ. 1986. № 1. С. 122–131.
3. Гонор А. Л., Зубин М. А., Остапенко Н. А. Применение лазеров в оптических методах экспериментальной аэродинамики. М.: Изд-во МГУ. 1982. 53 с.
4. Зубин М. А., Остапенко Н. А. О структуре обтекания наветренной стороны V-образных крыльев при наличии отрыва турбулентного пограничного слоя // Изв. АН СССР. МЖГ. 1989. № 3. С. 68–76.
5. Гонор А. Л., Казаков М. Н., Швец А. И. Экспериментальное исследование сверхзвукового обтекания V-образных крыльев // Тр. Ин-та механики МГУ. 1970. № 1. С. 58–70.
6. Гонор А. Л., Швец А. И. Исследование системы скачков уплотнения при обтекании звездообразных тел // Изв. АН СССР. МЖГ. 1966. № 3. С. 98–102.
7. Зубин М. А., Остапенко Н. А. Структура течения в отрывной области при взаимодействии прямого скачка уплотнения с пограничным слоем в угле // Изв. АН СССР. МЖГ. 1979. № 3. С. 51–58.
8. Зубин М. А., Остапенко Н. А. Экспериментальное исследование структуры трехмерных сверхзвуковых течений с отрывом пограничного слоя в углах // Струйные и отрывные течения. М., 1979. С. 14–42.
9. Черный Г. Г. Влияние дозвуковой части пограничного слоя на положение скачков уплотнения // Теоретическая гидромеханика. Вып. 2. М.: Оборонгиз, 1952. С. 63–96.
10. Келдыш В. В. Об отсоединении скачка уплотнения от острых кромок летательных аппаратов // Уч. зап. ЦАГИ. 1980. Т. 11. № 5. С. 18–29.
11. Зубин М. А., Остапенко Н. А. Экспериментальное исследование некоторых особенностей сверхзвукового обтекания V-образных крыльев // Изв. АН СССР. МЖГ. 1975. № 4. С. 130–135.
12. Зубин М. А., Лавыгин В. И., Остапенко Н. А. Теоретическое и экспериментальное исследование структуры сверхзвукового обтекания тел звездообразной формы и их аэродинамических характеристик // Изв. АН СССР. МЖГ. 1982. № 3. С. 34–40