

УДК 533.6.011.72

## О СТРУКТУРЕ ТЕЧЕНИЯ ОКОЛО НАВЕТРЕННОЙ СТОРОНЫ V-ОБРАЗНЫХ КРЫЛЬЕВ С ПРИСОЕДИНЕННОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ НА ПЕРЕДНИХ КРОМКАХ

ЗУБИН М. А., ОСТАПЕНКО Н. А.

Приведены результаты численного расчета симметричного обтекания наветренной стороны V-образных крыльев с углом раскрытия  $\gamma=40^\circ$  и углами при вершине  $\beta=30, 45$  и  $90^\circ$  сверхзвуковым потоком газа с числом  $M=3$ . Обнаружена и объяснена возможность всплывания одной или двух точек Ферри от точки излома поперечного контура крыла. Показано, что коническое течение около крыльев конечной длины может не существовать на режимах обтекания, соответствующих углам атаки  $\alpha$ , при которых всплывает точка Ферри, а при значениях угла атаки, меньших и больших некоторого интервала, коническое течение будет существовать.

Исследование ведется с использованием численного метода установления с искусственной вязкостью. Роль переменной времени, обычной для методов установления, играет продольная координата, по отношению к которой стационарная система уравнений гиперболична. Численный метод, построенный по схеме [1], описан в [2] и успешно применялся для расчета различных режимов сверхзвукового обтекания конических крыльев со сверхзвуковыми передними кромками [2-6]. В данном исследовании алгоритм расчета [2] модифицирован и позволяет осуществлять движение по параметру  $\alpha$ , что особенно важно для установления решения при расчете режимов обтекания, при которых в потоке возникают области с числом Маха полной скорости, близким к единице.

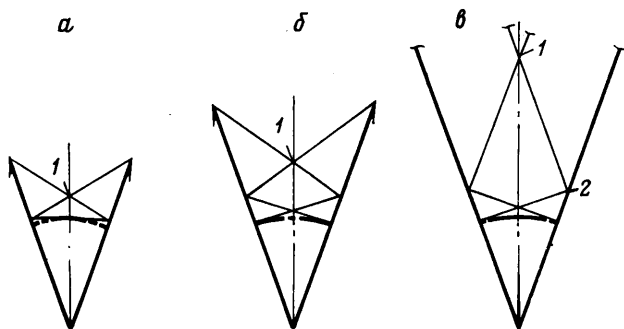
На фиг. 1 приведены структуры характеристических линий около V-образных крыльев с указанными выше параметрами геометрии для числа  $M=3$  в плоскости, нормальной линии излома крыла, при угле атаки  $\alpha \rightarrow 0$ . Сплошные линии — следы ударных волн, штриховые — конусов Маха. Как видно, выбранные крылья обеспечивают широкое многообразие режимов обтекания и волновых конфигураций при увеличении угла атаки.

Заметим, что V-образные крылья с углом при вершине  $\beta=45$  и  $90^\circ$  (фиг. 1, б, в) не имеют расчетных режимов обтекания при числе  $M=3$  с плоской ударной волной на передних кромках, тогда как у крыла с углом  $\beta=30^\circ$  (фиг. 1, а) имеет место расчетный режим обтекания при угле атаки  $\alpha=33,8^\circ$  с ударной волной, принадлежащей в плоскостях, нормальных передним кромкам, к сильному семейству.

Не останавливаясь на описании режимов обтекания V-образных крыльев при увеличении угла атаки, что является предметом специального обсуждения, имеющего общий характер, отметим лишь, что около крыла с углом  $\beta=30^\circ$  уже при  $\alpha=5^\circ$  будет наблюдаться маховое взаимодействие скачка уплотнения, отраженного от точки 1 (фиг. 1, а), со стенкой, а при  $\alpha=8,9^\circ$  он будет принадлежать плоскости, нормальной линии отражения, к сильному семейству и нормально падать на стенку крыла. Таким образом, при  $\alpha=8,9^\circ$  будем говорить о расчетном режиме обтекания внутреннего V-образного крыла с сильной ударной волной в плоскости, нормальной передней кромке, для которого следом передней кромки является точка 1 (фиг. 1, а), а плоскостью симметрии течения — стенка исходного крыла. Невозмущенным потоком для внутреннего крыла является однородный поток за плоской ударной волной, присоединенной

к передней кромке исходного крыла. При  $\alpha > 8,9^\circ$  наблюдается маховская конфигурация ударных волн около крыла с углом  $\beta = 30^\circ$ .

Для крыла с углом  $\beta = 45^\circ$  расчетный режим обтекания около внутреннего крыла с передней кромкой (1) (фиг. 1, б) реализуется при угле атаки  $\alpha = 24,8^\circ$ , а около внутреннего крыла (1) (фиг. 1, в,  $\beta = 90^\circ$ ) не осуществляется вовсе в диапазоне углов атаки, предшествующем углу атаки, при котором в возмущенном течении появляются области с полной скоростью, равной критической. В связи с последним обстоятельством численный расчет обтекания V-образного крыла с углом  $\beta = 90^\circ$  велся лишь для внутреннего крыла с передней кромкой (1) (фиг. 1, в), помещенного



Фиг. 1

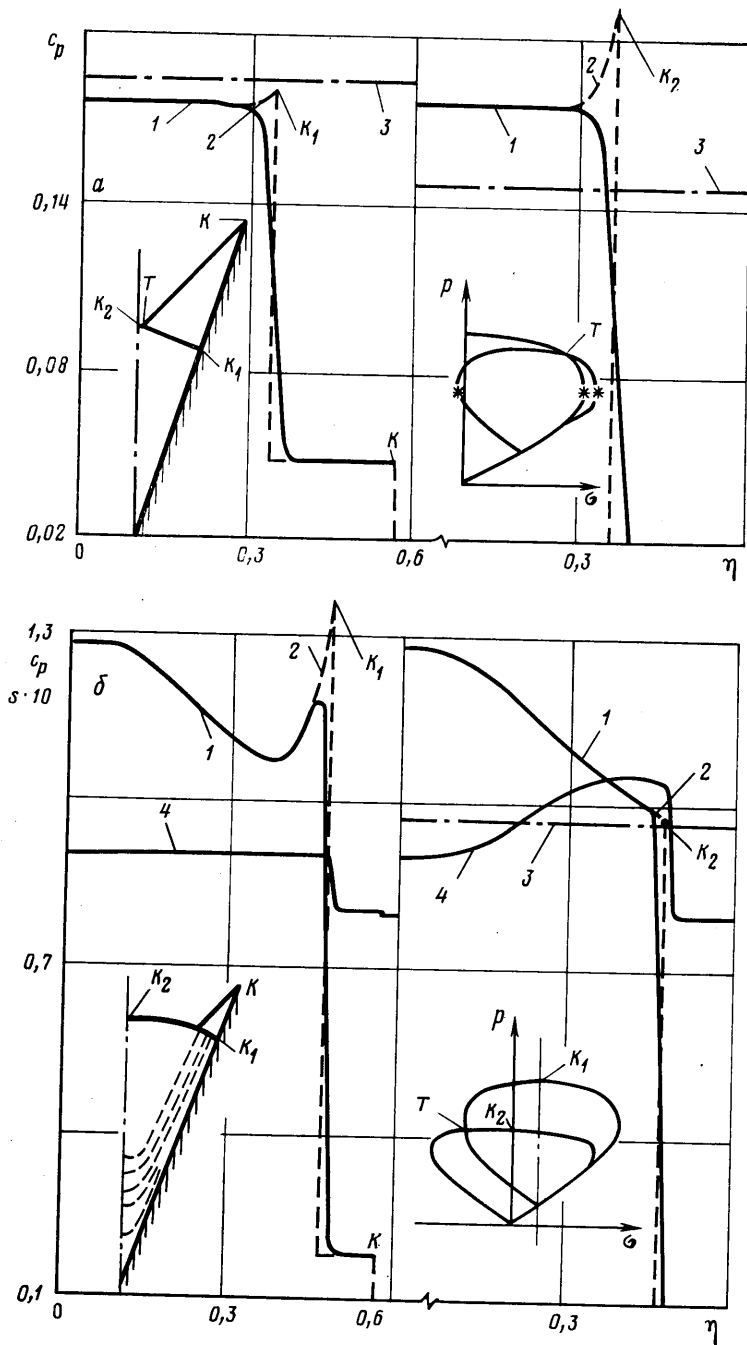
в однородный сверхзвуковой поток, текущий вдоль стенки исходного крыла.

На фиг. 2, а, б сплошными линиями приведены распределения коэффициента давления  $C_p$  по стенке крыла (левые кривые 1) и в плоскости симметрии течения (правые кривые 1), полученные в численном расчете обтекания крыла с углом  $\beta = 30^\circ$  при углах атаки  $\alpha = 9^\circ$  (фиг. 2, а) и  $\alpha = 32^\circ$  (фиг. 2, б) в зависимости от координаты  $\eta = \operatorname{tg} \varphi$ , где  $\varphi$  — угол, отсчитываемый от ребра крыла по его стенке либо в плоскости симметрии течения.

Поскольку фронты ударных волн в схемах сквозного счета размазаны, то по положению максимального градиента давления определялось точное положение ударной волны и вычислялись все необходимые параметры за ней. Уровни давления, полученные таким образом, гладко сопряжены штриховыми линиями 2 с основным уровнем давления, полученным в численном расчете в окрестности ударных волн. Точкой К (см. структуру ударных волн в поперечной плоскости около крыла, фиг. 2, а, б) обозначено положение передней кромки крыла и уровни давления за плоским, присоединенным к ней скачком уплотнения, а точками  $K_1$  и  $K_2$  — соответственно местоположения внутренней ударной волны на стенке крыла и мостообразного скачка уплотнения маховской конфигурации ударных волн в плоскости симметрии течения, а также вычисленные за ними величины давления.

Достаточно большие перепады давления в узкой зоне за ударной волной (фиг. 2, а) не прорабатываются разностной схемой из-за малого числа сеточных точек в указанной области. Там же, где протяженность этих зон больше (фиг. 2, б), соответствующее распределение давления частично устанавливается в численном решении. Штрихпунктирными прямыми 3 показаны уровни давления на эквивалентном клине, обтекаемом либо однородным потоком, текущим вдоль стенки крыла, либо невозмущенным потоком, и установленном к ним под углами атаки, которые составляют указанные потоки с хордой V-образного крыла.

Представленные на фиг. 2 примеры расчета обтекания V-образного крыла с углом при вершине  $\beta = 30^\circ$  соответствуют режимам обтекания,



Фиг. 2

когда около внутреннего крыла в потоке за плоской, присоединенной к передней кромке ударной волной осуществляется обтекание с отошедшей ударной волной от передних кромок [7] ( $\alpha > 8,9^\circ$ ), а около основного крыла в силу этого — с маховской конфигурацией ударных волн.

Интересным результатом, обнаруженным в расчетах, является взаимное расположение внутреннего и мостообразного скачков уплотнения при маховском взаимодействии ударных волн около V-образных крыльев от-

носителем скачков уплотнения на эквивалентных клиньях. Соответствующие зависимости для крыла с углом при вершине  $\beta=30^\circ$  приведены на фиг. 3. Кривая 1 — положение  $\theta$  внутренней ударной волны на стенке крыла, кривая 2 — положение скачка уплотнения на эквивалентном клине относительно направления однородного потока за плоской, присоединенной к передней кромке ударной волной, кривые 3 и 4 — положения замыкающей ударной волны и скачка уплотнения на эквивалентном клине в плоскости симметрии течения. Кривые 1 и 3 ограничены справа значением угла атаки  $\alpha=33,5^\circ$ , до которого проводился расчет. Точками 5 и 6 обозначены режимы, при которых соответственно за скачком уплотнения на эквивалентном клине достигается критическое значение скорости и реализуется расчетный режим обтекания, к которому стремится положение мостообразного скачка уплотнения на оси симметрии течения при  $\alpha \rightarrow 33,8^\circ$ . Пересечение кривых 1 и 2 соответствует расчетному режиму обтекания внутреннего крыла при  $\alpha=8,9^\circ$ . С ним же связан и скачок  $\theta$  на кривых 3 и 4, так как при  $\alpha=8,9^\circ$  происходит скачкообразный переход от условий в однородном потоке за отраженным от плоскости симметрии скачком уплотнения к условиям в невозмущенном потоке при перестройке структуры обтекания исходного крыла от регулярного к маховскому взаимодействию ударных волн.

Внутренняя ударная волна в маховской конфигурации ударных волн и около исходного крыла (фиг. 3, кривая 1,  $\alpha > 8,9^\circ$ ), и около внутреннего V-образного крыла (кривая 3,  $\alpha < 8,9^\circ$ ) отстает от ударной волны на эквивалентном клине, тогда как мостообразный скачок уплотнения в плоскости симметрии соответствующего крыла (кривая 1,  $\alpha < 8,9^\circ$ , кривая 3,  $\alpha > 8,9^\circ$ ) опережает скачок уплотнения на эквивалентном клине. Отсюда следует, что в плоскости симметрии течения при наличии маховской конфигурации ударных волн линия тока за мостообразным скачком уплотнения будет направлена от ребра крыла, тогда как за внутренним скачком уплотнения на стенке — к ребру крыла.

Обнаруженная закономерность находит свое отражение и в уровнях давления за внутренним и мостообразным скачками уплотнения и за ударными волнами на эквивалентных клиньях (фиг. 2, а, б).

Анализ результатов расчета обтекания V-образного крыла с углом при вершине  $\beta=30^\circ$  при углах атаки  $\alpha < 8,9^\circ$ , когда около внутреннего крыла реализуется маховская конфигурация ударных волн, показал, что во внутренней области течения вырабатывается средний уровень давления ниже уровней давления на эквивалентных клиньях. При этом линии тока трехмерного течения, идущие вдоль стенки крыла и прошедшие мостообразный скачок уплотнения около внутреннего крыла, направлены от ребра крыла, в то время как линии тока в окрестности плоскости симметрии, прошедшие внутренний скачок уплотнения, — к ребру крыла. Первые, подверженные отрицательному градиенту давления, приобретают отрицательную кривизну, вторые, подверженные положительному градиенту давления, — положительную кривизну, если ось абсцисс системы координат в каждой из плоскостей совместить с ребром крыла, а оси ординат направить в сторону набегающего потока, и асимптотически вниз по течению — приобретают направление, совпадающее с направлением ребра V-образного крыла. Таким образом, при  $\alpha < 8,9^\circ$  линии тока конического течения на сфере входят в точку Ферри, совпадающую с точкой излома поперечного контура крыла.

При углах атаки  $8,9^\circ < \alpha \leq 14^\circ$  (фиг. 2, а) средний уровень давления во внутренней области течения ниже обоих уровней давления за ударными волнами, но выше давления на эквивалентном клине в невозмущенном потоке. За внутренней ударной волной  $K_1$  линии тока, идущие вдоль стенки крыла, направлены к ребру крыла, а линии тока в окрестности плоскости симметрии  $K_2$  — от ребра. Казалось бы, что первые должны иметь положительную кривизну и давление от точки  $K_1$  к ребру крыла

должно возрастать. Однако наличие минимума в распределении давления (фиг. 2, а) свидетельствует о том, что линии тока в некоторой окрестности точки  $K_1$ , как и линии тока, прошедшие скачок уплотнения  $K_2$ , имеют отрицательную кривизну, т. е. увеличивают наклон в сторону ребра крыла, а затем, меняя направление выпуклости, под действием положительного градиента давления, асимптотически приобретают направление, совпадающее с ребром крыла.

Наблюдаемые падения давления за скачками  $K_1$  и  $K_2$ , а не его выравнивание, связаны с более низким давлением во внутренней области течения в окрестности тройной точки  $T$  (фиг. 2, а) маховского взаимодействия ударных волн, параметры которой определяются точкой  $T$  пересечения ударных поляр, приведенных там же, где  $p$  — давление,  $\sigma$  — угол отклонения потока. Следовательно, и при  $8,9^\circ < \alpha \leq 14^\circ$  точка Ферри располагается в точке излома поперечного контура крыла. Это же подтверждают и распределения энтропийной функции  $s$  (не приведены). Энтропия за волной  $K_1$  вдоль стенки крыла постоянна. Она постоянна и за волной  $K_2$  на оси симметрии течения, несколько уменьшаясь в небольшой окрестности ребра крыла до уровня энтропии на стенке крыла, что связано с размазыванием особенности Ферри в численном решении.

Характер течения в возмущенной области качественно изменяется при углах атаки  $\alpha \geq 14^\circ$  (фиг. 2, б).

Отличительной чертой этих режимов обтекания является более низкий уровень давления за мостообразным скачком уплотнения  $K_2$ , чем средний уровень давления во внутренней области течения, хотя интенсивность его превышает интенсивность ударной волны на эквивалентном клине в невозмущенном потоке. Это свидетельствует о том, что линии тока, прошедшие скачок уплотнения  $K_2$  и направленные от ребра крыла, имеют положительную кривизну и продолжают отклоняться от ребра, а точка Ферри всплывает от поверхности крыла и уже не располагается в точке излома его поперечного сечения.

Этот качественно новый тип течения в ударном слое хорошо прослеживается по распределению энтропийной функции  $s$  в плоскости симметрии течения (правая кривая 4 на фиг. 2, б). Наблюдаются две области с постоянными значениями энтропии. Одна — в окрестности ребра крыла с уровнем энтропии, совпадающим с ее значением на стенке крыла (левая кривая 4 на фиг. 2, б), вторая — за ударной волной  $K_2$ . Переходный участок между двумя указанными уровнями энтропии в окрестности центра эллиптической области течения соответствует размазыванию особой точки Ферри в численном решении.

На схеме течения около крыла в поперечной плоскости (фиг. 2, б) справа от линии симметрии путем обработки параметров поля течения, полученных в численном расчете, построены линии тока — изэнтропы, для которых значение энтропийной функции изменяется от 0,091 вблизи стенки до 0,099 в окрестности тройной точки  $T$ . Картина изэнтроп подтверждает наличие структуры линий тока в коническом течении со всплывшей точкой Ферри.

Заметим, что интерпретация результатов расчета, данная в [8] на основе распределения компонент полной скорости в плоскости, нормальной хорде V-образного крыла, и приведенная схема линий тока во внутренней области течения неверны.

Обратимся к вопросу о причинах, приводящих к всплыванию точки Ферри.

Взаимодействие ударных поляр в плоскостях, нормальных коническим лучам, проходящим через тройные точки  $T$  маховской конфигурации ударных волн, полученные в численном решении, при  $\alpha > 14^\circ$  качественно изображено на фиг. 2, б. Анализ показал, что величины давления за внутренним скачком уплотнения  $K_1$  и за головным скачком уплотнения  $K_2$  на оси симметрии практически совпадают соответственно с максимальными

значениями давления на внутренней и основной полярах. Это связано с малым изменением числа Маха потока, нормального как к образующим конического внутреннего скачка уплотнения в области за ударной волной, присоединенной к передней кромке, так и к образующим мостообразного скачка уплотнения в невозмущенной области, что имеет место для V-образных крыльев с небольшими углами раскрытия при больших углах атаки. Следовательно, в подобных случаях по расчету взаимодействия ударных поляр в тройных точках маховской конфигурации ударных волн можно достаточно точно судить о распределении давления за мостообразным и внутренним скачками уплотнения (фиг. 2, б, отрезки  $TK_2$  и  $TK_1$  ударных поляр соответственно).

Наличие таких режимов обтекания V-образных крыльев свидетельствует о том, что в коническом течении на сфере имеет место аналогия с плоскими сверхзвуковыми течениями газа [9], в которых потери полного давления в прямом скачке уплотнения превышают потери полного давления в системе косой — прямой скачки уплотнения. В расчетах всплывание точки Ферри наблюдается тогда, когда числа Маха невозмущенного потока, нормального к коническому лучу, проходящему через тройную точку  $T$  маховской конфигурации ударных волн,  $M_n > 1,5$ . Именно при таких числах Маха, согласно данным [9], коэффициент восстановления полного давления в системе косой — прямой скачки уплотнения превышает коэффициент восстановления полного давления в прямом скачке. В приведенных примерах расчета  $M_n = 1,46$  при  $\alpha = 9^\circ$  (фиг. 2, а) и  $M_n = 2,5$  при  $\alpha = 32^\circ$  (фиг. 2, б).

Таким образом, в течении на сфере в окрестности стенки крыла присутствуют частицы газа, обладающие более высоким полным давлением, чем частицы, прошедшие мостообразный скачок уплотнения. Они и определяют характер течения в эллиптической части возмущенной области.

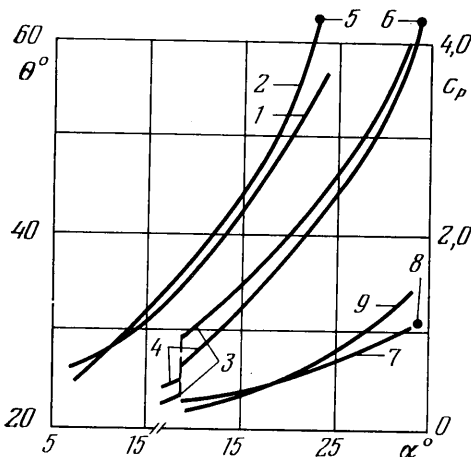
Можно дать следующее качественное описание обнаруженного явления. Значительный перепад давления между точками  $K_1$  и  $K_2$  приводит к тому, что его выравнивание вниз по потоку вызывает резкое падение давления за внутренней ударной волной (фиг. 2, б). При этом пристеночные линии тока, имеющие наклон в сторону ребра крыла в силу отставания точки  $K_1$  от положения плоского скачка уплотнения на эквивалентном клине, приобретают отрицательную кривизну и увеличивают наклон в сторону ребра. В то же время линии тока в центральной части течения под влиянием положительного градиента давления еще больше отклоняются от хорды крыла. После выравнивания давления во внутренней части эллиптической области течения пристеночные струйки тока, получившие дополнительную поперечную скорость (на сфере) в сторону ребра крыла, тормозятся, приобретая положительную кривизну, что приводит к повышению давления вдоль стенки крыла (фиг. 2, б), которое вызывает дальнейшее отклонение линий тока в центральной части течения от ребра крыла и оттеснение линий тока в окрестности контактного разрыва в сторону плоскости симметрии. Следствием такого процесса и является всплывание точки Ферри. Линии же тока, идущие вдоль стенки крыла, дойдя до ребра крыла, под влиянием отрицательного градиента давления асимптотически уходят в плоскости симметрии к особому лучу (точке Ферри).

Описанная схема течения будет реализовываться при сколь угодно малом отклонении режима обтекания крыла от расчетного ( $\alpha \leq 33,8^\circ$ ), когда положение мостообразного скачка уплотнения стремится к положению плоской ударной волны, лежащей в плоскости передних кромок крыла (фиг. 3, кривая 3), так как в пристеночной области течения присутствуют высоконапорные струйки тока, направленные в сторону ребра крыла.

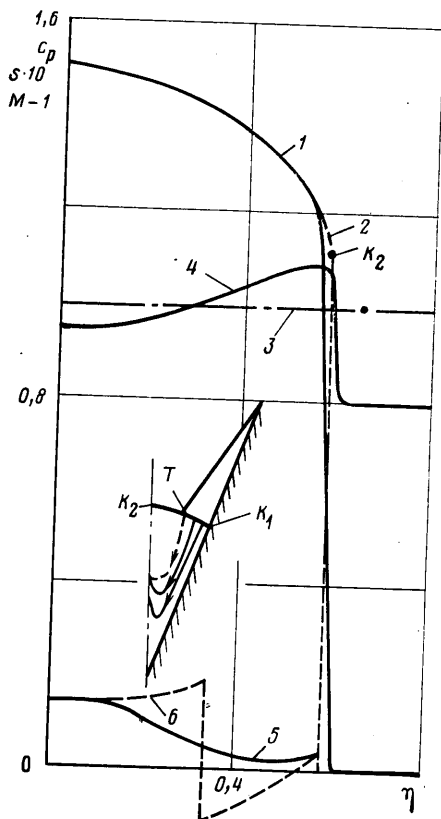
Приведенное последовательное описание процесса, приводящего к всплыванию точки Ферри, основанное на анализе краевых условий за системой ударных волн, ограничивающих эллиптическую область течения

на сфере, является качественным. Однако можно утверждать, что необходимым условием для всплывания точки Ферри является наличие в пристеночной области течения за внутренним скачком уплотнения маховской конфигурации ударных волн частиц газа, движущихся в сторону ребра крыла, с более высоким полным давлением на сфере, чем у частиц газа, прошедших мостообразный скачок уплотнения в окрестности плоскости симметрии течения.

В то время как коэффициент давления  $C_p$  за мостообразным скачком уплотнения  $K_2$  (фиг. 2, б, 3, кривая 7) стремится к его значению на эквивалентном клине на расчетном режиме обтекания при  $\alpha \rightarrow 33,8^\circ$  (фиг. 3,



Фиг. 3



Фиг. 4

точка 8), максимальный коэффициент давления в возмущенной области (фиг. 3, кривая 9) монотонно растет и значительно превышает его значение за головной ударной волной, что связано с торможением высоконапорных пристеночных струек тока, прошедших систему косой — прямой скачки уплотнения.

Характер зависимостей положения  $\theta$  скачков уплотнения на стенке крыла с углом при вершине  $\beta=45^\circ$  и в плоскости симметрии течения такой же, как и для крыла с углом при вершине  $\beta=30^\circ$  (фиг. 3).

Пересечение кривых 1 и 2 и разрыв в кривых 3 и 4, соответствующие расчетному режиму обтекания внутреннего крыла с кромкой 1 (точка 1, фиг. 1, б), происходят при  $\alpha=24,8^\circ$ .

Анализ результатов расчетов показал, что при  $\alpha < 24,8^\circ$  структура конических линий тока в возмущенной области не отличается от общепринятой, когда особенность Ферри располагается в точке излома поперечного контура V-образного крыла. Однако при переходе к режимам обтекания с маховским взаимодействием ударных волн, идущих с передних кромок ( $\alpha > 24,8^\circ$ ), структура течения в возмущенной области сразу перестраивается, в отличие от того, что имело место при обтекании крыла с углом  $\beta=30^\circ$ .

В тройных точках маховской конфигурации ударных волн при всех углах атаки  $\alpha > 24,8^\circ$  реализуется взаимодействие ударных поляр по типу, изображенному на фиг. 2, б. Числа Маха скорости невозмущенного пото-

ка, нормальной к коническим лучам, проходящим через точку  $T$ ,  $M_n \geq 2,25$ . Таким образом, в этих случаях в пристеночной области за внутренним скачком уплотнения присутствуют частицы с направлением полной скорости к ребру крыла, обладающие большим полным давлением на сфере, чем частицы, прошедшие мостообразный скачок уплотнения в окрестности плоскости симметрии. Следовательно, при  $\alpha > 24,8^\circ$  точка Ферри будет всплывать и располагаться внутри эллиптической области конического течения.

На фиг. 4 приведены распределения параметров в плоскости симметрии течения около крыла с углом  $\beta = 45^\circ$  при угле атаки  $\alpha = 32,5^\circ$ . Там же представлена качественная схема течения в возмущенной области (фиг. 4, обозначения кривых те же, что и на фиг. 2). Заметим, что при  $\alpha = 32,5^\circ$  присоединенного скачка уплотнения на эквивалентном клине, помещенном в однородный поток за ударной волной на передней кромке, уже не существует и, значит, была бы неверной попытка определить, существует или не существует течение около крыла с присоединенным к передним кромкам скачком уплотнения при заданном угле атаки по существованию ударной волны на указанном эквивалентном клине.

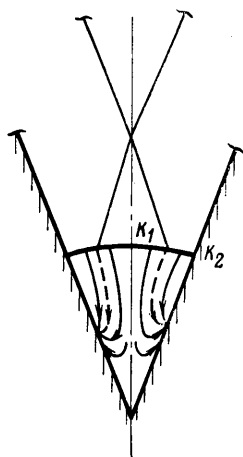
Как уже отмечалось выше, при обтекании крыла с углом при вершине  $\beta = 90^\circ$  на внутреннем крыле с кромкой 1 (точка 1, фиг. 1,  $\epsilon$ ) не реализуется расчетный режим обтекания, как и около крыла с  $\beta = 45^\circ$ . Расчетный режим существует лишь на внутреннем V-образном крыле с передней кромкой 2 (точка 2, фиг. 1,  $\epsilon$ ) при угле атаки  $\alpha = 20,5^\circ$ . При углах атаки  $\alpha > 20,5^\circ$  около внутреннего крыла с передней кромкой 1 осуществляется маховская конфигурация ударных волн с теми же качественными характеристиками, что и у крыла с углом  $\beta = 45^\circ$  при  $\alpha > 24,8^\circ$ . Однако в данном случае плоскостью симметрии течения для внутреннего крыла является стенка крыла и во внутренней области потока при  $\alpha > 20,5^\circ$  реализуется схема течения с двумя точками Ферри на стенках исходного крыла. В качестве примера на фиг. 5 приведена схема течения при угле атаки  $\alpha = 27,5^\circ$ .

Обратимся к вопросу о существовании конического течения около V-образных крыльев конечной длины. Естественно считать, что, когда в возмущенном потоке возникнут области с полной скоростью, меньшей критической, возмущения, идущие с задней кромки крыла, будут проникать вверх по дозвуковой части потока и, следовательно, коническое течение около крыла не будет реализовываться.

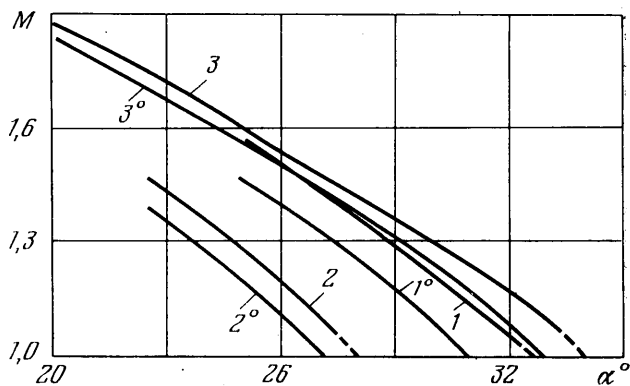
Для крыльев с углами при вершине  $\beta = 30$  и  $45^\circ$  критическая скорость за скачком уплотнения на эквивалентном клине, помещенном в однородный поток у стенки крыла, достигается при меньших углах атаки, чем те, до которых проведен расчет. Это оказалось возможным из-за отставания положения внутреннего скачка уплотнения от положения ударной волны на эквивалентном клине. Так, для крыла с углом  $\beta = 45^\circ$  расчет удастся провести до угла атаки  $\alpha = 32,5^\circ$ . Попытка получить решение задачи при угле атаки  $\alpha = 32,75^\circ$  не дала желаемого результата. Решение не устанавливалось. При этом ни внутренний, ни мостообразный скачки уплотнения еще не достигают положения, при котором поток за ними имеет звуковую скорость. Это свидетельствует о том, что критическая скорость в потоке возникает не за скачками уплотнения, а внутри эллиптической области конического течения.

Значение числа  $M = 1$  прежде будет достигаться на линиях тока, располагающихся в плоскости симметрии, так как мостообразный скачок уплотнения имеет здесь максимальную интенсивность и давление за ним растет к ребру крыла. Таким образом, причиной, по которой во внутренней области течения раньше, чем за мостообразным скачком уплотнения, возникнет критическая скорость, является качественная перестройка структуры течения, связанная с всплыванием точки Ферри.





Фиг. 5



Фиг. 6

На фиг. 4 приведена кривая 5 распределения числа Маха полной скорости в плоскости симметрии течения, рассчитанного с использованием поля параметров, полученного в численном решении. Указанная кривая имеет минимум за скачком уплотнения вниз по течению. Значения минимальных чисел Маха полной скорости  $M$  в зависимости от угла атаки  $\alpha$  представлены на фиг. 6 (кривые 1, 2,  $\beta=45; 90^\circ$ ). Их экстраполяция (штриховые линии) на большие углы атаки показывает, что критическая скорость в численном решении должна достигаться для крыла с углом  $\beta=45^\circ$  при угле атаки  $\alpha \approx 32,75^\circ$  и для крыла с углом  $\beta=90^\circ$  при  $\alpha \approx 27,8^\circ$ , для которых расчет не устанавливался.

Следует заметить, однако, что кривая 5 на фиг. 4 весьма приближенно описывает изменение числа Маха полной скорости, так как особенность Ферри в численном решении размазана и, значит, имеется неточное представление о составляющих полной скорости в ее окрестности. Распределение числа Маха может быть уточнено с использованием его значений за ударной волной и в окрестности ребра крыла, а также распределения давления как наиболее консервативного параметра в численных расчетах. Принимая, что положение точки Ферри совпадает с положением максимального градиента энтропийной функции (кривые 4 на фиг. 2, 6 и 4), по формулам изэнтропического течения можно рассчитать соответственно увеличение и уменьшение числа Маха для линий тока, идущих от ребра крыла и от скачка уплотнения к точке Ферри. Результаты таких расчетов нанесены штриховыми линиями 6 на фиг. 4. Число Маха на оси симметрии в точке Ферри терпит разрыв, что связано с различными краевыми условиями для линий тока, входящих в точку Ферри.

Зависимость минимальных значений числа  $M$  в точке Ферри, найденных по изэнтропическим формулам, от угла атаки  $\alpha$  представлена на фиг. 6 кривыми 1° и 2° соответственно для крыльев с углом  $\beta=45$  и  $90^\circ$ , откуда следует, что в действительности критическое значение полной скорости будет достигаться для  $\beta=45$  и  $90^\circ$  соответственно при  $\alpha=31$  и  $27^\circ$  и коническое течение около  $V$ -образных крыльев конечной длины с указанными значениями угла  $\beta$  при больших углах атаки не будет существовать.

Зависимости минимальных значений числа Маха полной скорости во внутренней области течения около крыла с углом при вершине  $\beta=30^\circ$ , полученные в численном решении и по изэнтропическим формулам, представлены кривыми 3 и 3° на фиг. 6. В соответствии с данными расчетов по изэнтропическим формулам (кривая 3°) коническое течение не будет существовать около крыла конечной длины с углом  $\beta=30^\circ$  при углах атаки, меньших расчетного ( $\alpha=33,8^\circ$ ).

Таким образом, всплывание точки Ферри приводит к тому, что коническое течение перестает существовать при углах атаки, меньших расчетного, а при  $\alpha \geq 33,8^\circ$  снова становится коническим, причем при  $\alpha > 33,8^\circ$  — с отошедшей ударной волной на передних кромках [7].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Русанов В. В. Расчет взаимодействия нестационарных ударных волн с препятствиями.— Журн. вычисл. математики и матем. физики, 1961, т. 1, № 2, с. 271—279.
2. Лапыгин В. И. Расчет сверхзвукового обтекания V-образных крыльев методом установления.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1971, № 3, с. 180—185.
3. Gonor A. L., Ostapenko N. A., Lapygin V. I. The conical wing in hypersonic flow.— Lect. Notes. Phys., 1971, v. 8, p. 320—334.
4. Лапыгин В. И., Остапенко Н. А. Обтекание подветренной стороны конического крыла сверхзвуковым потоком газа.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1973, № 1, с. 112—121.
5. Лапыгин В. И. О решении задачи обтекания V-образного крыла с сильной ударной волной на передней кромке.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1973, № 3, с. 114—119.
6. Зубин М. А., Лапыгин 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.
7. Зубин М. А., Остапенко Н. А. Экспериментальное исследование некоторых особенностей сверхзвукового обтекания V-образных крыльев.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1975, № 4, с. 130—135.
8. Гориславский В. С. Течение в пространственном угле с большими перепадами энтропии.— Уч. зап. ЦАГИ, 1982, т. 13, № 2, с. 129—134.
9. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1976. 888 с.

Москва

Поступила в редакцию  
21.IV.1985