———— МЕХАНИКА ——

УДК 533.6.011.72

УПРАВЛЕНИЕ СТРУКТУРОЙ ОБТЕКАНИЯ РОМБОВИДНОГО КРЫЛА В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

М. А. Зубин*, Ф. А. Максимов, Н. А. Остапенко

Представлено академиком РАН В.А. Левиным 10.09.2018 г.

Поступило 23.10.2018 г.

Представлены некоторые результаты численного исследования возможности управления структурой течения около V-образного крыла с углом раскрытия, большим π , при несимметричном обтекании сверхзвуковым потоком на режимах с присоединёнными к передним кромкам ударными волнами либо с центрированной волной разрежения на подветренной консоли.

Ключевые слова: сверхзвуковые конические течения, ударные волны, вихревые особенности Ферри, управление структурой течения, V-образное крыло.

DOI: https://doi.org/10.31857/S0869-56524853290-294

1. В [1, 2] теоретически и экспериментально изучены разнообразные, ранее не описанные структуры течения в ударном слое около ромбовидного крыла. Особое внимание было обращено на режим течения со срывным вихрем в ударном слое непосредственно за точкой излома поперечного контура на подветренной консоли на режимах обтекания с углом скольжения [2]. Существование таких структур отмечено в достаточно широком диапазоне изменения угла скольжения, пока в окрестности точки излома в коническом течении на сфере не создалутся условия, обеспечивающие существование центрированной волны разрежения, после чего вихрь отсоединяется от точки излома поперечного контура и перемещается вниз по потоку. На указанных режимах были отмечены максимумы давления в критической точке растекания, куда приходит линия тока, замыкающая срывной вихрь, и соответствующие высокие отрицательные градиенты давления во внутреннюю область вихря, приводящие как к реализации в вихре внутреннего течения с отрывом турбулентного пограничного слоя, так и к переходу его от дозвукового к сверхзвуковому [2]. Наличие около ромбовидного крыла подобных структур в достаточно широком диапазоне изменения угла скольжения предполагает возможность существования высоких тепловых потоков к консоли крыла в окрестности точки замыкания срывного вихря точки присоединения и растекания потока. Это обстоятельство указывает на то, что в течении за точкой излома могут реализоваться неблагоприятные условия по теплопередаче, порождаемые газодинамической структурой течения.

В качестве геометрической характеристики обтекаемого тела, способной качественно изменить структуру течения на подветренной консоли крыла (рис. 1а, $\gamma \mu \beta$ — угол раскрытия и угол при вершине консоли крыла, $\alpha u \vartheta > 0$ — углы атаки и скольжения, U_{∞} — скорость невозмущённого потока), предложено выбрать кривизну дуги окружности, сглаживающей излом поперечного контура крыла в плоскости симметрии, или, другими словами, угол δ полураствора конуса, вписанного во внутренний двугранный угол между консолями крыла.

Использованный в работе метод численного расчёта описан в [1] и адаптирован к геометрии ромбовидного крыла с коническим скруглением в окрестности центральной хорды. Углы атаки и скольжения определяются по положению центральной хорды исходного крыла без скругления. Распределение давления на поверхности крыла в коническом течении приводится в зависимости от длины дуги *L* поперечного сечения, отсчитываемой от плоскости симметрии крыла.

2. Приведены результаты расчётов обтекания ромбовидного крыла с углами $\gamma = 240^{\circ}$ и $\beta = 45^{\circ}$ при числах Маха невозмущённого потока M = 3 и 6 в рамках теории идеального газа. Иллюстративный материал относится к режимам обтекания крыла при M = 3, $\alpha = 4^{\circ}$, $\vartheta = 10^{\circ}$ и различных значениях угла δ . На рис. 1 изображены структуры течения на подветренной консоли крыла в окрестности плоскости симметрии крыльев с $\delta = 0$ (а) и $\delta = 1^{\circ}$ (б) (изомахи на сфере и линии тока — линии со стрел-

Научно-исследовательский институт механики Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова

^{*}E-mail: zubinma@mail.ru



Рис. 1. Ромбовидное крыло (γ и β — угол раскрытия и угол при вершине консолей крыла, α и ϑ — углы атаки и скольжения); структуры течения на подветренной консоли в окрестности плоскости симметрии крыла с $\gamma = 240^{\circ}$ и $\beta = 45^{\circ}$ при M = 3, $\alpha = 4^{\circ}$, $\vartheta = 10^{\circ}$ (изомахи и линии тока — линии со стрелками); $\delta = 0$ (а), 1° (б).

ками). При $\delta = 0$ за точкой излома поперечного контура реализуется срывной вихрь со сверхзвуковыми областями течения в возвратном потоке и по его внешнему обводу. Рассматриваемый режим течения отличается клиновидной формой вихря в окрестности точки излома поперечного контура с углом, меньшим 60°, и слабым разрежением в центрированной волне, соответствующей излому между наветренной консолью и жидким клином [1]. С увеличением угла скольжения вихрь смещается от точки излома контура вниз по потоку и сопровождается λ-конфигурацией ударных волн, схожей с ударно-волновой системой при отрыве пограничного слоя под воздействием падающей на него ударной волны. При $\delta = 1^{\circ}$ (рис. 1б) структура течения в окрестности плоскости симметрии качественно отличается от структуры течения при $\delta = 0$ (рис. 1a). В окрестности скругления поперечного контура крыла реализуется разгон потока до сверхзвуковых скоростей на сфере, и перед сместившимся вниз по потоку вихрем образуется ударная волна, нор-

ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК том 485 № 3 2019

мально падающая на стенку, с интенсивностью, отвечающей числу Маха скорости потока у её основания $M_n \approx 2,2$. Зависимость $M_n(\delta)$ представлена на рис. 2. Из неё следует, что при $\delta \approx 6^{\circ}$ ударная волна, предшествующая критической точке узлового типа на подветренной консоли (как будет видно из дальнейшего), уже не вызовет отрыва турбулентного пограничного слоя [3]. На рис. 2 приведены данные о положении *L* критических точек и других объектов на подветренной консоли относительно плоскости симметрии крыла в зависимости от δ. Символами 1-3 соответственно обозначены передняя (стекания) и задняя (растекания) критические точки вихря, а также узел линий тока, расположенный за вихрем вниз по потоку. Символами 4 и 5 нанесены положения ударной волны и точки сопряжения консоли крыла и конуса с полууглом раскрытия δ. Расчётные точки, обозначенные символами 1-5, аппроксимированы полиномами различной степени (кривые). Обращают внимание немонотонная зависимость положения ударной волны от δ (символы 4), а также его практическое



Рис. 2. Зависимость числа Маха M_n скорости, нормальной к падающей ударной волне, от угла δ полураствора конуса, вписанного между консолями крыла; L — положение на консоли крыла: 1, 2 — передней и задней критических точек вихря, 3 — узла линий тока, 4 — ударной волны, 5 — точки сопряжения консоли крыла и конуса с полууглом раскрытия δ .

совпадение с точкой сопряжения поверхности конуса и плоской подветренной консоли до $\delta \approx 4.7^{\circ}$. Вихрь, положение которого указано символами 1, 2, исчезает при $\delta \approx 4,5^{\circ}$ (рис. 2). На подветренной консоли продолжает существовать узел линий тока (символы 3) и ударная волна (символы 4), обеспечивающая торможение поперечного течения от сверхзвуковых скоростей до нуля в узле линий тока. На рис. 3 приведено распределение давления, отнесённого к давлению в невозмущённом потоке, на поверхности крыла в зависимости от длины дуги L поперечного контура, отсчитываемой от его плоскости симметрии. Кривые 1-8 соответствуют $\delta \in [0, 7]$ с шагом 1°. Следует иметь в виду, что при $\delta = 0$ реализуется течение в обе стороны от максимума $P(L \approx 0, 1)$: влево в возвратном потоке вихря до плоскости симметрии крыла с последовательным образованием двух скачков уплотнения и вправо до точки стекания поперечного потока (узел линий тока при $L \approx 0,205$, рис. 1а, 2), тогда как при $\delta > 0$ реализуется течение от плоскости симметрии крыла с образованием ударной волны. В интервале $\delta \in (0, 4, 5)$ вниз по потоку между ударной волной (рис. 2, символы 4) и узлом линий тока (символы 3) существуют критические точки (символы 1, 2), а при $\delta > 4,5^{\circ}$ поперечное течение реализуется от плоскости симметрии крыла до узла линий тока.

В целом можно сделать вывод, что при указанных выше значениях определяющих параметров скругление угловой точки поперечного контура ромбовидного крыла обеспечивает уже при $\delta > 6^\circ$ такие характеристики структуры течения в ударном слое,



Рис. 3. Распределения давления, отнесённого к давлению в невозмущённом потоке, на поверхности крыла с $\gamma = 240^{\circ}$ и $\beta = 45^{\circ}$ при M = 3, $\alpha = 4^{\circ}$, $\vartheta = 10^{\circ}$ в зависимости от длины дуги *L* поперечного контура, отсчитываемой от его плоскости симметрии; кривые: $\delta = 0$ (1), 1° (2), 2° (3), 3° (4), 4° (5), 5° (6), 6° (7), 7° (8).

при которых отсутствуют не только критические точки растекания, но и ударные волны с интенсивностью, достаточной для образования отрыва турбулентного пограничного слоя в реальном течении.

На рис. 4 приведены картины течения на подветренной консоли крыла при $\delta = 3$ и 4° с распределением энтропийной функции S и линиями тока (линии со стрелками). Подобные представленным здесь наборы критических точек наблюдались при обтекании V-образных крыльев в плоскости симметрии течения [4]. Отличие состоит лишь в том, что узел линий тока располагался в точке излома контура V-образного крыла, тогда как на ромбовидном крыле со скольжением он находится на подветренной консоли вниз по потоку. В [5] определены два критерия, выполнение которых необходимо для существования вихревых особенностей Ферри. Это число Маха скорости, нормальной лучу, проходящему через точку ветвления маховской конфигурации ударных волн, и скачок коэффициента восстановления полного давления на соответствующем контактном разрыве. Как видно, для существования невязких вихревых структур необходимо наличие точек ветвления ударных волн. Однако согласно рис. 4 точки ветвления скачков уплотнения в структуре течения отсутствуют. Этот факт позволяет заключить, что наличие контактного разрыва не является обязательным



Рис. 4. Картины течения на подветренной консоли крыла с $\gamma = 240^{\circ}$ и $\beta = 45^{\circ}$ при M = 3, $\alpha = 4^{\circ}$, $\vartheta = 10^{\circ}$ с распределением энтропийной функции *S* и линиями тока (линии со стрелками); $\delta = 3^{\circ}$ (a), 4° (б).

ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК том 485 № 3 2019

| θ | δ | | | | | | | | | | | |
|--------------|---|-------|----|----|----|-----|----|----|----|----|-----|-----|
| | 0 | 0,25° | 1° | 2° | 3° | 4° | 5° | 6° | 7° | 8° | 12° | 14° |
| 5° | Ι | Ι | IV | | | | | | | | | |
| 10° | Ι | Ι | Ι | II | II | III | IV | | | | | |
| 15° | Ι | II | V | V | V | V | V | V | V | V | IV | |
| 20° | Ι | V | V | V | V | V | V | V | V | V | V | IV |

Таблица 1

условием для существования вихревой особенности Ферри. Другими словами, контактный разрыв может быть представлен градиентным потоком с соответствующим скачком между уровнями коэффициента восстановления полного давления (энтропии) на некоторых границах. Достаточной должна быть и величина числа Маха скорости, нормальной к скачку уплотнения, форма которого обеспечивает градиентный поток. Если принять эту концепцию, то наблюдаемые в расчётах структуры течения получают естественное объяснение.

В табл. 1 представлены, согласно проведённым оценкам, характерные признаки структуры течения в ударном слое над подветренной консолью крыла при M = 3, α = 4°, ϑ = 5; 10; 15 и 20° для различных значений δ (перечисляются особенности течения от плоскости симметрии вниз по течению): I — вихрь (имеются передняя и задняя критические точки) и узел линий тока; II — вихревая особенность Ферри над точкой стекания седлового типа, точка растекания и узел линий тока; III — узел, точка растекания и узел линий тока; IV — узел линий тока; V — вихревая особенность Ферри над точкой стекания седлового типа, других особенностей на поверхности подветренной консоли нет. При всех значениях угла скольжения θ с увеличением радиуса скругления поперечного контура крыла в окрестности плоскости симметрии структура течения в ударном слое переходит к типу IV с узлом линий тока. При $\vartheta = 5^{\circ}$ число Маха на сфере в окрестности скругления поперечного контура не достигает критериальных значений [5]. Поэтому наблюдаемая при $\delta = 0,25^{\circ}$ структура течения отнесена к типу І. При $\delta = 1^{\circ}$ указанное число Маха в исследуемой области всюду меньше единицы. В случае $\vartheta = 10^\circ$ структура типа II реализуется при выполнении критериев существования невязких вихревых особенностей [5]. Переход от типа II к типу III (рис. 4) характеризуется нарушением критериев существования. Это же происходит и для $\vartheta = 15$ и 20° при переходе структуры течения от типа V к типу IV. Заметим, что интенсивность ударной волны, соответствующая развитому отрыву турбулентного пограничного слоя, приблизительно равна 2,5, что отвечает числу Маха составляющей скорости, нормальной ударной волне, приблизительно равному 1,5. Эта величина соответствует $\vartheta = 10$; 15 и 20° при $\delta = 4,5$; 11 и 19°. Следовательно, при значениях параметра скругления угловой точки поперечного контура, больших указанных выше, образующийся отрыв турбулентного пограничного слоя не вызовет существенных тепловых нагрузок на поверхности подветренной консоли.

Результаты расчётов указывают, что увеличение угла атаки приводит к уменьшению величины угла δ , отвечающей переходу к структурам типа III, IV. Так, для $\alpha = 10^{\circ}$, $\vartheta = 5$ и 20° структура типа IV реализуется при всех $\delta \ge 0.25^{\circ}$, а для $\vartheta = 10$ и 15° — при $\delta \approx 3^{\circ}$, в то время как при $\delta = 0$ имеет место структура типа I.

Увеличение числа Маха невозмущённого потока также способствует ускорению перехода к структурам течения типа III, IV. Так для M = 6 и $\alpha = 4^{\circ}$ переход осуществляется для $\vartheta = 5$ и 10° при $\delta \approx 1.2$ и 1°, а для $\vartheta = 15$ и 20° уже при $\delta = 0,25^\circ$ реализуется структура типа IV. Для $\alpha = 10^{\circ}$ структура течения типа IV наблюдается для $\vartheta = 5^{\circ}$ при $\delta \approx 1^{\circ}$, для $\vartheta = 10$; 15 и 20° — уже при $\delta = 0,25^\circ$. Заметим, что при $\delta = 0$, $\vartheta = 5$ и 10° реализуется структура течения типа I, а при ϑ = 15 и 20° — структура типа IV. Следует указать, что для M = 6, $\alpha = 10^{\circ}$ и $\vartheta = 10$; 15 и 20° наблюдается новый тип структуры течения в ударном слое над подветренной консолью с висящим скачком уплотнения между поверхностью крыла и головной ударной волной. Его существование обусловлено наличием точки перегиба у линий тока, находящихся на некотором расстоянии от стенки.

Источник финансирования. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 18–01–00182).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Максимов* Ф.А., Остапенко Н.А. // ДАН. 2016. Т. 469. № 6. С. 680–685.
- 2. Зубин М.А., Максимов Ф.А., Остапенко Н.А. // ДАН. 2017. Т. 477. № 4. С. 410-414.
- 3. Зубин М.А., Остапенко Н.А. // Изв. АН СССР. МЖГ. 1983. № 6. С. 43–51.
- 4. Зубин М.А., Максимов Ф.А., Остапенко Н.А. // Изв. РАН. МЖГ. 2014. № 6. С. 118–134.
- 5. Зубин М.А., Максимов Ф.А., Остапенко Н.А. // ДАН. 2014. Т. 454. № 3. С. 282–288.

CONTROL OF THE STRUCTURE OF FLOW AROUND A RHOMBOID WING IN SUPERSONIC FLOW

M. A. Zubin, F. A. Maksimov, N. A. Ostapenko

Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russian Federation

Presented by Academician of the RAS V.A. Levin September 10, 2018

Received October 23, 2018

Certain results of the numerical investigation of the possibility of controlling the structure of flow near a V-shaped wing with an opening angle greater than π under an asymmetric flow around by a supersonic stream under the regimes with shock waves attached to the leading edges or with a centered rarefaction wave on the lee console are presented.

Keywords: supersonics conical flows, shock waves, Ferry vortex singularities, control of the structure of flow, V-shaped wing.