

УДК 533.69.011:533.6.011.72

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПРОДОЛЬНОГО ВИХРЯ С ПРЯМЫМ СКАЧКОМ УПЛОТНЕНИЯ

В. Н. Зудов

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН,
630090 Новосибирск
E-mail: zudov@itam.nsc.ru

Рассмотрено взаимодействие сверхзвукового продольного вихря с прямым скачком уплотнения. Выявлено два режима взаимодействия: слабый и сильный. Численно показано, что при сильном взаимодействии возможно разрушение вихря.

Ключевые слова: сверхзвуковое течение, продольный вихрь, ударная волна, разрушение вихря.

Введение. Исследование вихревых структур проводится в течение достаточно длительного времени. В основном изучалось поведение вихрей в несжимаемой жидкости [1, 2]. Однако увеличение скоростей полета летательных аппаратов до сверхзвуковых и гиперзвуковых обуславливает необходимость рассмотрения поведения вихрей и в этих диапазонах скоростей. Наибольший интерес представляет изучение процессов, происходящих при взаимодействии продольного вихря с ударной волной и поверхностью летательного аппарата. Экспериментальные исследования [2] показывают, что взаимодействие продольных вихрей с ударными волнами — сложное трехмерное, как правило, нестационарное явление, которое встречается как в задачах внешнего обтекания, так и при изучении внутренних течений. За несущими поверхностями летательного аппарата на углах атаки возникают вихревые структуры, которые преобразуются в продольный вихрь. В сверхзвуковом потоке этот вихрь может взаимодействовать с ударными волнами, формирующимися вблизи поверхностей летательного аппарата. Для тел самолетной конфигурации такие вихревые образования могут попасть в воздухозаборник двигателя. При этом в зависимости от режима взаимодействия продольного вихря с ударной волной возможно существенное изменение расходных характеристик, сопротивления и других параметров воздухозаборника. Такие ситуации могут привести к катастрофическим последствиям для сверхзвукового самолета. При взаимодействии вихря с поверхностью летательного аппарата могут существенно измениться его несущие и моментные характеристики. Результатом изменения силовых характеристик может быть потеря устойчивости и управляемости летательного аппарата. Несмотря на то что взаимодействие вихря с ударными волнами во внешней и внутренней аэродинамике обычно нежелательное явление, оно способно улучшить процесс смешения и воспламенения топлива и окислителя при сверхзвуковом горении.

В экспериментальных работах [1, 2] показано, что при воздействии на распространяющийся в потоке продольный вихрь сильного внешнего возмущения происходит так называемый взрыв вихря либо разрушение вихря. Это явление возникает как в несжимаемых течениях [1], содержащих вихри, так и в сжимаемых дозвуковых и сверхзвуковых течениях [2]. Термин “взрыв вихря” означает образование точки (либо поверхности) полного торможения потока в зоне взаимодействия вихря с сильным возмущением, возникновение зоны возвратного течения вблизи оси вихря, присутствие больших масштабных нестацио-

нарностей. Отметим, что даже в случае течения несжимаемой жидкости задача о взрыве вихря окончательно не решена [1]. Впервые разрушение вихря в сверхзвуковом потоке экспериментально изучено в работе [3] на примере взаимодействия продольного вихря, созданного генератором в виде полукрыла, с двумя наклонными ударными волнами, возникающими перед воздухозаборником и центральным телом. В [3] также отмечено, что коническая ударная волна, сформировавшаяся в потоке, есть результат взаимодействия вихря с ударной волной, и сделано предположение о подобии механизмов взрыва вихря и отрыва пограничного слоя. В [4] экспериментально установлено, что разрушение вихря происходит при углах атаки крыла или тела вращения, достигающих $5 \div 10^\circ$, и интенсивностях скачка, близких к интенсивности прямого скачка, когда скорость за поверхностью разрыва становится дозвуковой. Там же, а также в работе [5] обнаружено возникновение нестационарных колебательных режимов в области взаимодействия продольного вихря с ударной волной. В [3, 4] получены очень важные качественные и некоторые количественные результаты. Первые систематические измерения были проведены в экспериментах [2], в которых генератор вихря был размещен в дозвуковой части аэродинамической трубы, а генератор ударной волны — в сверхзвуковой части аэродинамической трубы. Изучена зависимость взрыва вихря от циркуляции и числа Маха. В [6, 7] вихрь генерировался с помощью турбин. При этом угол наклона лопаток турбины зависел от циркуляции вихря. Результаты этих экспериментов указывают на наличие существенной зависимости нестационарности потока от циркуляции вихря. В экспериментах [6, 7] были определены слабые и сильные режимы взаимодействия. Показано, что наличие вихря перед нормальной ударной волной приводит к формированию конической структуры с характерным размером, значительно превышающим диаметр вихря. В качестве параметра, определяющего режим взаимодействия, введено отношение окружной скорости к аксиальной, получены первые данные о режимах взаимодействия. При этом исследовался только один тип взаимодействия вихря с прямым скачком уплотнения. В работах [2, 6] окружная составляющая скорости в невозмущенном вихре была дозвуковой.

В случае пересечения продольного вихря с ударной волной возможны взаимодействия двух типов: 1) взаимодействие продольного вихря с ударной волной, перпендикулярной оси вихря; 2) взаимодействие продольного вихря с наклонной к оси вихря ударной волной. Существует небольшое количество работ, в которых проводилось численное моделирование продольного вихря с ударной волной, и их результаты противоречивы. Так, в некоторых из них получены режимы взаимодействия вихря с наклонной ударной волной, при которых наблюдался взрыв вихря [8–11], в других разрушение вихря не получено [12]. Численных расчетов по взаимодействию продольного вихря с прямой ударной волной также очень мало [10, 13]. В работе [7] приводятся результаты численных расчетов с использованием уравнений Навье — Стокса. Получена структура течения с существенным взаимодействием, включая точку торможения потока. Однако представленная структура течения не соответствует наблюдаемой в эксперименте: в ней отсутствует конический скачок уплотнения перед прямой ударной волной. В [14] решаются уравнения Эйлера и Навье — Стокса для осесимметричного и трехмерного течений, но взрыва вихря не обнаружено. Поэтому появляется необходимость создания математической модели сложного пространственного (иногда нестационарного) явления — взаимодействия продольного вихря с прямым скачком уплотнения, для того чтобы достаточно точно предсказывать это явление.

Целью настоящей работы является численное моделирование различных типов взаимодействия продольного вихря с прямой ударной волной с помощью трехмерных нестационарных уравнений Навье — Стокса. Рассматривается математическая модель вихря Бюргерса, которая зависит от циркуляции вихря и дефицита продольной скорости. Приводятся некоторые элементы разработанной методики и результаты расчетов взаимодействия

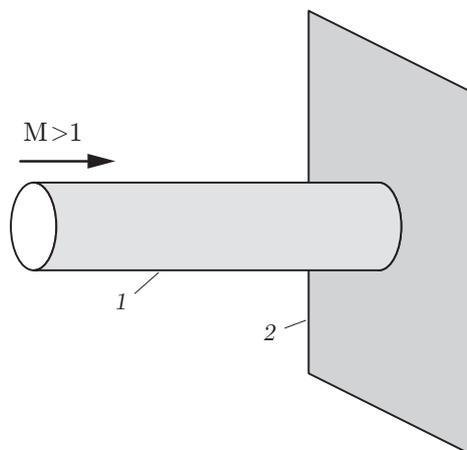


Рис. 1. Структура течения при $t = 0$:
1 — вихрь, 2 — ударная волна

продольного вихря с прямой ударной волной: получены распределения газодинамических величин для рассматриваемого процесса, и показана степень влияния определяющих параметров. Выявлено влияние числа Маха набегающего потока на структуру течения в области взаимодействия вихря с прямой ударной волной. Таким образом, целью данной работы является получение новых данных, позволяющих уточнить существующие представления о структуре сверхзвукового продольного вихря, его взаимодействии с прямым скачком уплотнения.

1. Постановка задачи. В сверхзвуковом потоке совершенного газа находится продольный вихрь, который распространяется слева направо. В плоскости, перпендикулярной вектору скорости основного потока, расположен скачок уплотнения (рис. 1). Предполагается, что генератор этого скачка находится вне расчетной области. Ось симметрии вихря параллельна вектору скорости набегающего потока, и ее направление совпадает с направлением оси x . Считается, что сверхзвуковая скорость набегающего потока постоянна и не зависит от времени. Интенсивность продольного вихря характеризуется циркуляцией вихря Γ_0 и относительной осевой скоростью $\Phi = V_x^0/V_\infty$ (V_x^0 — скорость потока на оси вихря; V_∞ — скорость потока на бесконечности). Величины Φ и Γ_0 являются определяющими параметрами, их значения заданы. Требуется определить структуру течения при взаимодействии продольного вихря с прямым скачком уплотнения.

Задача решалась с использованием трехмерных нестационарных уравнений Навье — Стокса. Для решения рассматриваемой системы уравнений используется схема типа метода Годунова. При определении численных потоков на гранях вычислительной ячейки применяется метод [15–17]. Значения вязких потоков находятся с использованием центральных разностей. В описанном виде схема имеет второй порядок точности по пространственным переменным.

2. Модель вихря. Для теоретического исследования взаимодействия продольного вихря с ударной волной необходимо построить математическую модель вихря. При этом желательно, чтобы вихрь (хотя бы в начальном сечении) был изолирован от внешнего спутного потока. Наиболее простые модели вихря строятся в рамках осесимметричного течения. В такой постановке положение границы вихря может быть в определенной мере произвольным. При построении модели вихревого ядра необходимо, чтобы в нем содержалась основная часть завихренности. Такая модель позволяет поставить граничное условие на входе в расчетную область при решении трехмерной задачи о взаимодействии вихря

с внешним возмущением (например, с ударной волной). В [2, 5] экспериментально изучена структура продольного вихря, формирующегося за ромбовидным телом, обтекаемым сверхзвуковым потоком. Результаты исследования показали, что структура формирующегося продольного вихря близка к структуре вихря Бюргерса. В данной работе модель вихря Бюргерса дополнялась экспериментальными зависимостями продольной осевой скорости в центре вихря от радиуса вихря и скорости потока на бесконечности [2]. Распределение величин поперек вихря подобно распределению параметров в классическом вихре Бюргерса. Тангенциальная компонента скорости V_θ в вихре Бюргерса представляется в виде

$$V_\theta = \frac{\Gamma_0}{r} \left(1 - \exp \left[- \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right] \right),$$

где Γ_0 — циркуляция вихря; r_c — радиус ядра вихря. Распределение аксиальной скорости в вихре определяется из обобщения, полученного на основе экспериментальных данных [2]:

$$V_x(r) = V_\infty + V_\infty(\Phi - 1) \exp \left[- \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right].$$

Здесь Φ — отношение скорости на оси вихря к скорости на бесконечности. Давление в поперечном сечении вихря вычисляется из уравнения сохранения количества движения для радиальной компоненты при условии, что она равна нулю. При вычислении плотности в продольном вихре считалось, что полные температуры в вихре и спутном потоке одинаковы. Такое предположение подтверждается экспериментальными данными [2], из которых следует, что соотношение полных температур в вихре и спутном потоке находится в диапазоне $0,95 \div 1,05$. С учетом сделанных выше предположений дифференциальное уравнение для давления поперек вихря имеет следующий вид:

$$\frac{dp}{dr} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{H_0 - 0,5(V_x^2 + V_\theta^2)} \frac{V_\theta^2}{r}$$

(H_0 — полная энтальпия спутного потока). Полученное обыкновенное дифференциальное уравнение для давления решалось по схеме Рунге — Кутты шестого порядка точности.

На рис. 2 показано распределение плотности в поперечном сечении вихря, который моделировался приведенным выше обыкновенным дифференциальным уравнением. Плотность отнесена к величине ρ_∞/γ . Расчет выполнен при следующих параметрах: число Маха набегающего потока $M_\infty = 3,0$, $\Gamma_0 = 0,2$ (величина Γ_0 отнесена к скорости звука набегающего потока и диаметру вихря), показатель адиабаты $\gamma = 1,4$. Из результатов расчетов следует, что число Маха M_x^0 , вычисленное с помощью значений скорости на оси вихря, в диапазоне $\Phi = 0,2 \div 1,0$ меняется от 0,36 до 3,0. Переход через скорость звука происходит при $\Phi = 0,55$. Число Маха, вычисленное с помощью значения окружной скорости, в рассматриваемом диапазоне Φ меньше единицы ($0,16 < M_\theta < 0,26$). Введем еще один параметр $\tau = |V_\theta|_{\max}/V_x^0$, представляющий собой соотношение между максимальным абсолютным значением окружной скорости $|V_\theta|_{\max}$ и продольной скоростью на оси вихря V_x^0 . Этот параметр изменяется в диапазоне от 0,425 до 0,085. Азимутальная компонента скорости V_θ увеличивается при увеличении радиуса, достигая максимума на границе ядра вихря, а затем уменьшается по экспоненциальному закону. В вихре плотность (см. рис. 2) и полное давление потока резко падают. Существенное уменьшение полного давления в вихре является основной причиной разрушения вихря в сверхзвуковом потоке. Статическое давление в ядре вихря изменяется намного слабее, но приблизительно на 10 % меньше давления окружающего потока. Число Рейнольдса, вычисленное по диаметру вихря, равно $Re = 0,51 \cdot 10^4$.

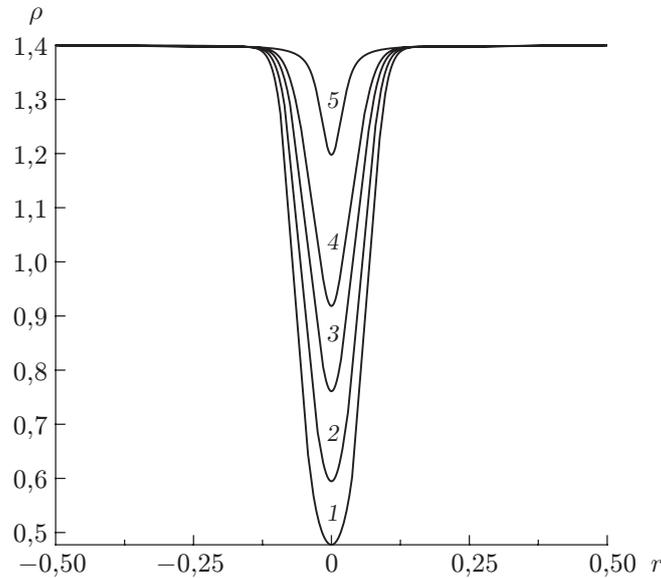


Рис. 2. Распределение плотности в поперечном сечении вихря при $M_\infty = 3,0$ и различных значениях Φ :

1 — $\Phi = 0,2$; 2 — $\Phi = 0,6$; 3 — $\Phi = 0,8$; 4 — $\Phi = 0,9$; 5 — $\Phi = 1,0$

3. Метод расчета. Пусть t — время; ρ , p — плотность и давление; u_i ($i = 1, 2, 3$) — компоненты вектора скорости в декартовой системе координат (u, v, w) . Трехмерные уравнения Навье — Стокса, описывающие течение сжимаемого вязкого газа, в декартовой системе координат можно записать в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i)}{\partial x_i} &= 0, \\ \frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} + \frac{\partial p}{\partial x_i} &= \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}, \\ \frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial \rho H u_j}{\partial x_j} &= \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i \tau_{ij} - q_j), \\ \tau_{ij} &= (\mu_M + \mu_T) \left[\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right] - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}, \\ E &= C_V T + \frac{1}{2} u_i u_i, \quad H = E + \frac{p}{\rho}, \quad p = \rho R T, \quad q_j = C_p \left(\frac{\mu_M}{Pr} + \frac{\mu_T}{Pr_T} \right) \frac{\partial T}{\partial x_j}, \\ \frac{\partial (\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i k)}{\partial x_i} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu_M + \frac{\mu_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] - \rho e + P + L_k, \\ \frac{\partial (\rho e)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i e)}{\partial x_i} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu_M + \frac{\mu_T}{\sigma_e} \right) \frac{\partial e}{\partial x_j} \right] + C_1 f_1 \frac{e}{k} P + C_2 f_2 \frac{\rho e^2}{k} + L_k, \\ \mu_T &= \frac{C_\mu f_\mu \rho k^2}{e}, \quad P = \left[\mu_T \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\mu_T \frac{\partial u_k}{\partial x_k} - \rho k \right) \delta_{ij} \right] \frac{\partial u_i}{\partial x_j}, \end{aligned}$$

где $C_1 = 1,44$; $C_2 = 1,92$; $\sigma_k = 1,0$; $\sigma_e = 1,3$; $C_\mu = 0,09$.

Для решения рассматриваемой системы уравнений применен метод Годунова. Определение численных потоков на гранях вычислительной ячейки $F_{i\pm 1/2,j,k}$, $G_{i,j\pm 1/2,k}$, $H_{i,j,k\pm 1/2}$ (т. е. решение задачи Римана) проведено с использованием метода HLLEM [16]. При нахождении численных потоков на гранях вычислительной ячейки $F_{i\pm 1/2}$ применялась TVD-методология, предложенная в [17]. На этом этапе использовался второй порядок аппроксимации для вычисления вектора $q_{i\pm 1/2}^{R,L} = (\rho, u, v, w, p)^T$. Интегрирование по времени нестационарных уравнений Навье — Стокса выполнено по явной схеме Рунге — Кутты третьего порядка, предложенной в [17].

4. Граничные условия. Слева на входной границе задавались постоянные параметры сверхзвукового потока. Левая граница удалена от области взаимодействия вихря с ударной волной, так чтобы возмущения от области взаимодействия не влияли на параметры набегающего потока. Условия на входной границе не менялись. На выходной и верхней границах вычислительной области использовались неотражающие граничные условия для гиперболических систем уравнений. Разработана модификация этих граничных условий применительно к данной трехмерной задаче. При использовании идеологии неотражающих краевых условий, основанной на характеристических соотношениях, амплитуды входящих волн на границе полагались постоянными по времени, что эквивалентно утверждению об отсутствии входящих волн. На нижней границе, где имеется только входящий в область поток, дополнительно задано два слоя фиктивных ячеек с постоянными газодинамическими параметрами, равными их начальным значениям. Предполагалось, что боковые границы представляют собой твердые стенки, поэтому на них задавалось условие непротекания. При этом они были удалены на такое расстояние, при котором отраженное возмущение не попадает в область взаимодействия вихря с ударной волной.

Задача решалась в области, имеющей форму параллелепипеда. Предварительные расчеты показали, что при вычислении взаимодействия вихря с ударной волной необходимо использовать адаптивную к структуре потока сетку. Согласно решению обыкновенного дифференциального уравнения для вихря наибольшие градиенты параметров наблюдались в ядре вихря. Поэтому во всей расчетной области использовалось экспоненциальное распределение узлов сетки по осям y, z с началом в центре вихря. В результате такой процедуры сетка в ядре вихря была более мелкой. По оси x сетка строилась с равномерным шагом. Все вычисления проведены на сетке $140 \times 110 \times 110$ по осям x, y, z соответственно при следующих геометрических размерах области: длина — 0,24 м, высота и ширина — 0,12 м; радиус вихря $r_c = 0,03$ м. В расчетах предполагалось, что абсолютные значения параметров набегающего потока (давление, плотность) не меняются во времени: $p = 1171,84$ Н/м², $\rho = 0,01476$ кг/м³.

5. Результаты расчетов. Сверхзвуковой взрыв вихря рассматривается на примере взаимодействия осесимметричного вихря с прямым скачком уплотнения. В процессе взаимодействия при переходе через фронт скачка аксиальная скорость вихря уменьшается со сверхзвуковой до дозвуковой. В то же время в экспериментах установлено, что при переходе через скачок тангенциальная компонента скорости изменяется незначительно [7]. Следовательно, при таком столкновении величина τ увеличивается. При этом на фронте ударной волны происходит скачок по τ , величина которого зависит от числа Маха набегающего потока. Изменение значения τ должно оказывать значительное влияние на устойчивость вихря и соответственно на структуру течения вниз по потоку от фронта ударной волны. Как правило, взрыв вихря происходит в тот момент, когда τ достигает критического значения, при котором вихревые структуры без внутренних разрывов не могут существовать. Поэтому необходимо выяснить, могут ли эти структуры выдерживать скачок на фронте ударной волны независимо от ее интенсивности без существенного изменения структуры потока. Кроме того, взаимодействия, не приводящие к разруше-

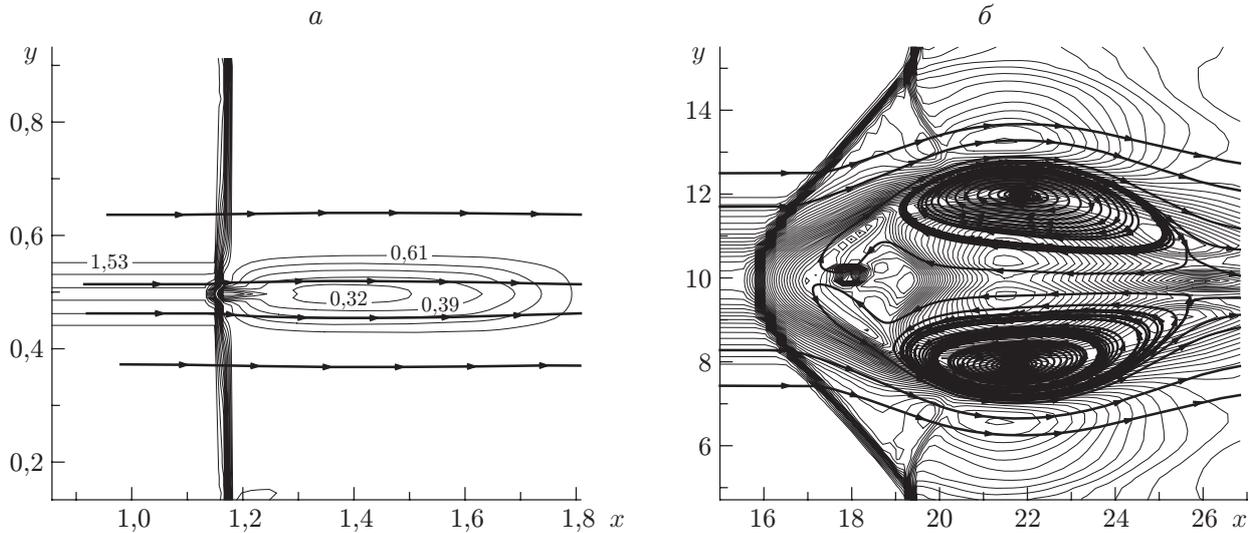


Рис. 3. Изолинии числа Маха ($M_\infty = 1,6$):

a — слабое взаимодействие ($\Gamma_0 = 0,05$, $\Phi = 0,9$); *b* — сильное взаимодействие ($\Gamma_0 = 0,2$, $\Phi = 0,6$)

нию вихря, должны указывать на существование перед фронтом скачка и за ним четко выраженных вихревых структур, значения тангенциальной скорости которых близки, а значения аксиальной скорости различаются.

Численное моделирование структуры потока при взаимодействии продольного вихря со скачком уплотнения выполнено в диапазоне чисел Маха набегающего потока $M_\infty = 1,6 \div 6,0$. Предполагалось, что продольное направление оси вихря совпадает с направлением оси x . Считалось также, что перед фронтом ударной волны направление вектора скорости потока совпадает с направлением оси x . При этом варьировались циркуляция вихря Γ_0 и его осевая продольная скорость. Геометрические параметры набегающего продольного вихря не менялись. Экспериментальные и численные исследования взаимодействия вихря с ударной волной показывают, что резкое увеличение поперечного сечения вихря (разрушение вихря) в области взаимодействия его с ударной волной в основном зависит от дефицита скорости [8, 9]. Поэтому одним из основных параметров задачи является относительная продольная скорость Φ . В зависимости от Φ существенно менялась структура взаимодействия. В результате расчетов выявлено два режима взаимодействия продольного вихря с прямым скачком уплотнения (слабый и сильный) в зависимости от комбинации определяющих параметров M_∞ , Γ_0 , Φ .

В качестве примера рассмотрим течение при $M_\infty = 1,6$. В случае слабого взаимодействия ($\Gamma_0 = 0,05$, $\Phi = 0,9$) вихрь проходит через ударную волну, и его форма как вверх по потоку, так и вниз по потоку изменяется слабо (рис. 3, *a*). Этот результат согласуется с экспериментальными данными [2, 3]. Из результатов расчетов следует, что при слабом взаимодействии структура вихря за ударной волной и значение азимутальной скорости почти не изменяются. За прямым скачком уплотнения наблюдается очень слабое расширение вихря. Аксиальная компонента скорости уменьшается по направлению к оси ядра вихря. При слабом взаимодействии за фронтом прямого скачка уплотнения зона с возвратным течением отсутствует, поэтому взрыва вихря не происходит. Если при фиксированном значении числа Маха M_∞ осевая скорость в набегающем вихре уменьшается, то в потоке возникает новое явление — взрыв вихря (рис. 3, *b*). В структуре течения появляется коническая ударная волна с затупленной вершиной, расположенной на оси вихря. Эта ударная волна является границей между невозмущенной и возмущенной областями

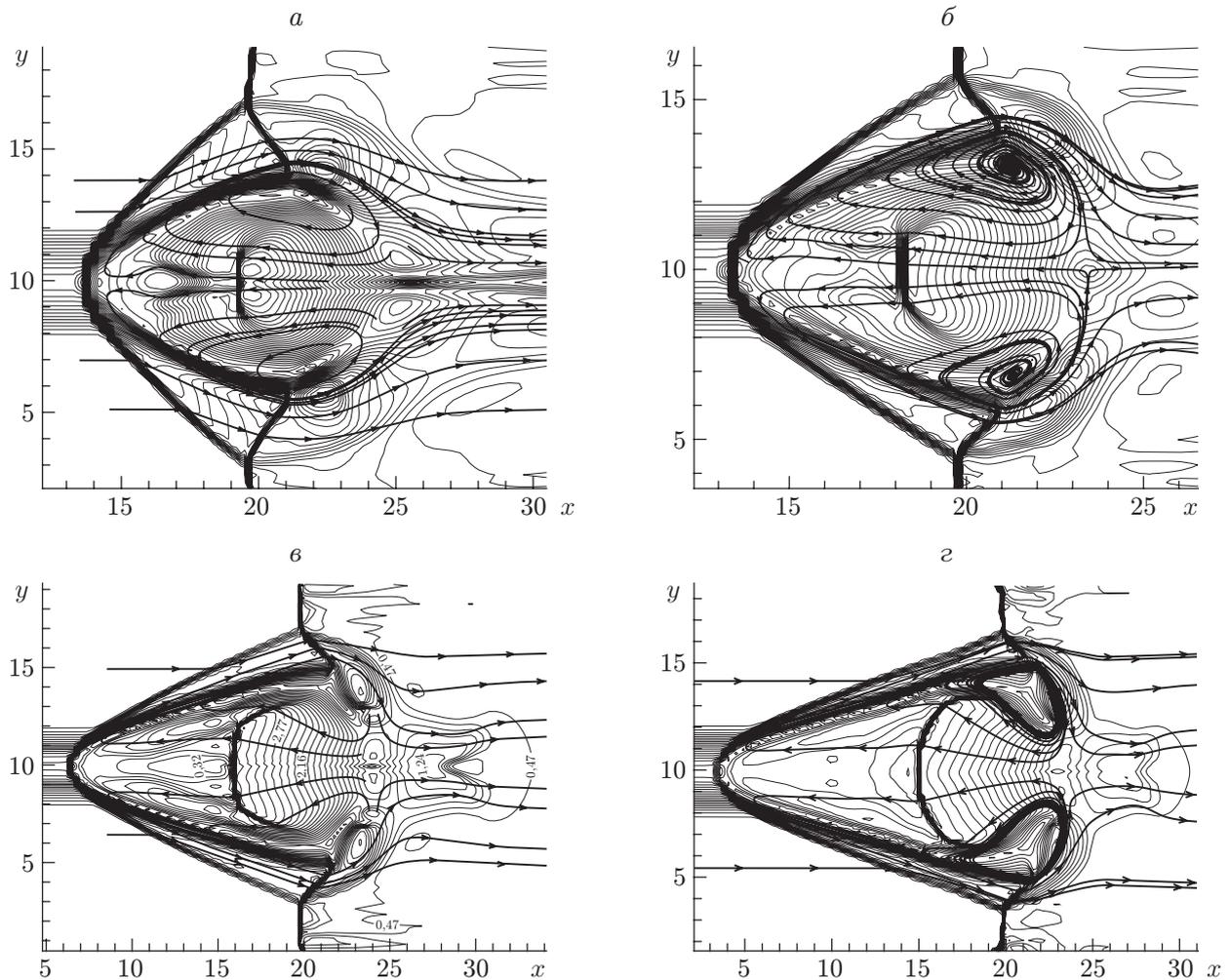


Рис. 4. Изолинии числа Маха ($\Gamma_0 = 0,2$, $\Phi = 0,6$):
 а — $M_\infty = 2,0$; б — $M_\infty = 3,0$; в — $M_\infty = 4,0$; з — $M_\infty = 6,0$

течения. Из результатов расчетов следует, что в центре вихря (т. е. в окрестности оси симметрии) коническая ударная волна сильно искривлена, в то время как на некотором расстоянии от его центра она остается прямой. Прямолинейный характер фронта ударной волны объясняется тем, что она находится в потоке с достаточно однородным профилем скорости. Размеры области, в которой наблюдается сильное искривление ударной волны, сопоставимы с диаметром ядра вихря в невозмущенном потоке (рис. 3, 4). Внутри возникающего при взаимодействии вихря с ударной волной конуса течения со временем слабо осциллирует. Вблизи оси симметрии формируется течение, направление которого противоположно направлению основного потока, — дозвуковое течение с максимальным числом Маха, равным 0,94 ($x = 23$) (см. рис. 3, б). На оси x (в диапазоне $x = 19 \div 21$) формируется область сжатия, в которой поток замедляется, и его скорость становится равной нулю. Таким образом, возникает вторая точка торможения потока. Первая точка находится на оси симметрии ($x = 17,1$). Другой особенностью области взаимодействия вихря со скачком уплотнения при $M_\infty = 1,6$ (см. рис. 3, б) является наличие вихревого кольца. Плоскость, в которой находится это кольцо, перпендикулярна основному потоку. Увеличение числа Маха с $M_\infty = 1,6$ до $M_\infty = 2,0$ при тех же исходных параметрах Γ_0 , Φ приводит к тому, что в потоке область сжатия преобразуется в прямой скачок уплотнения (см. рис. 4, а).

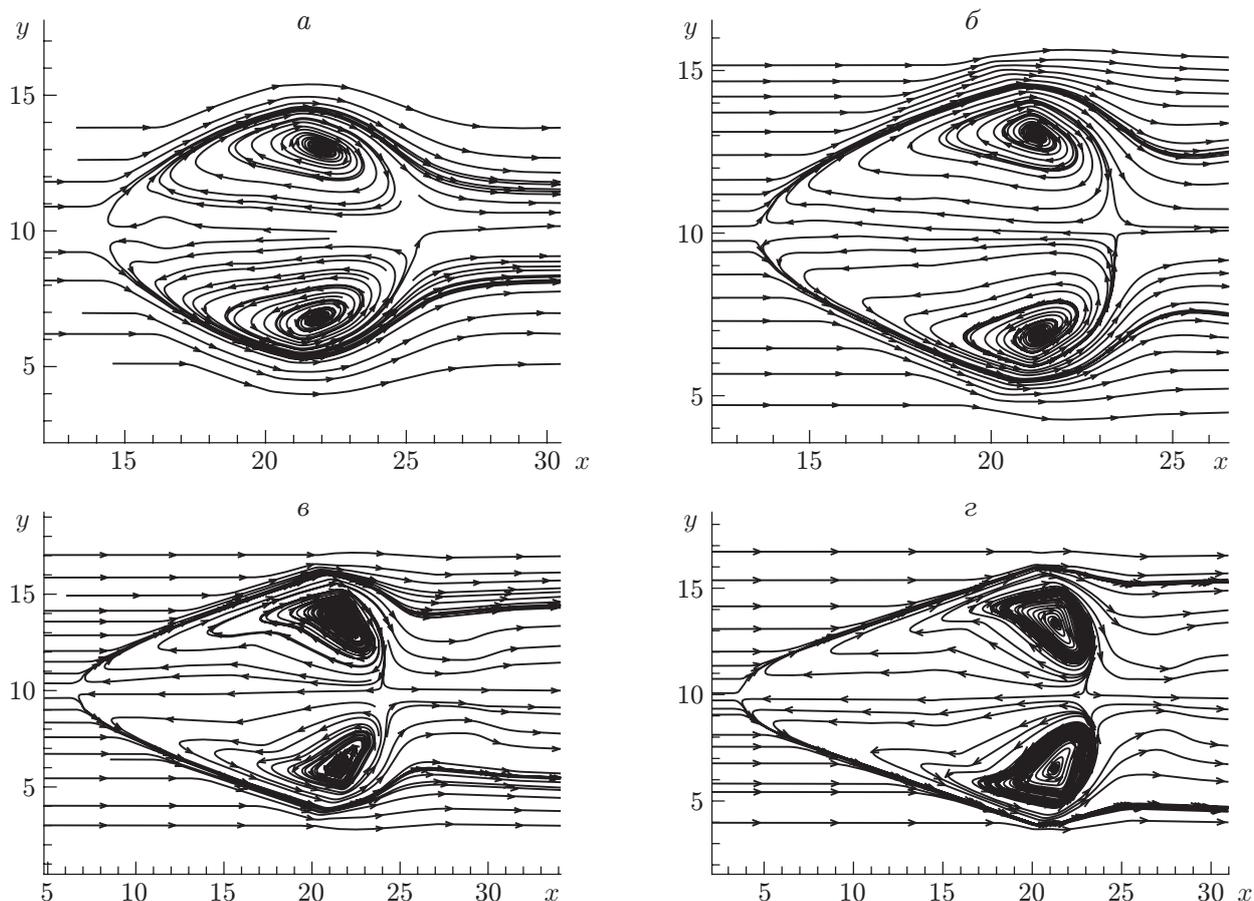


Рис. 5. Линии тока ($\Gamma_0 = 0,2$, $\Phi = 0,6$):
 а — $M_\infty = 2,0$; б — $M_\infty = 3,0$; в — $M_\infty = 4,0$; г — $M_\infty = 6,0$

Режимы сильного взаимодействия продольного вихря с прямой и наклонной ударными волнами имеют сходные признаки. В потоке, так же как и при слабом взаимодействии, наблюдаются конический скачок уплотнения, поверхность разрыва параметров, зона рециркуляционного течения большой протяженности. При одинаковых параметрах набегающего потока длина рециркуляционной зоны перед прямым скачком уплотнения существенно больше, чем при сильном взаимодействии вихря с наклонной ударной волной, вследствие того что дозвуковой поток за прямой ударной волной воздействует на рециркуляционную зону, возникающую перед прямым скачком уплотнения. В случае наклонной ударной волны за ней существует только сверхзвуковой поток, который не может воздействовать на структуру течения вверх по потоку. При взаимодействии вихря с прямым скачком структура потока включает две области — центральную дозвуковую область, представляющую собой возмущенное ядро вихря, и сверхзвуковую область, расположенную между возмущенным ядром вихря и возникающей конической ударной волной.

Рассмотрим структуру течения, возникающую при сильном взаимодействии в диапазоне $M_\infty = 2,0 \div 6,0$. На рис. 4 показан взрыв вихря, вызванный взаимодействием продольного вихря с прямым скачком уплотнения, при $M_\infty = 2,0 \div 6,0$. Изолинии чисел Маха соответствуют структуре ударных волн. С увеличением числа Маха M_∞ монотонно увеличиваются и размеры (длина) конуса, при этом угол раствора конуса монотонно уменьшается (рис. 4, 5). В направлении вниз по потоку от вершины конического скачка на оси симметрии вихря формируется точка торможения потока, за которой направление течения резко

изменяется и образуется рециркуляционная зона. При взаимодействии вихря с прямым скачком уплотнения структура потока включает две области — центральную дозвуковую (возмущенное ядро вихря) и сверхзвуковую, расположенную между возмущенным ядром вихря и образовавшейся конической ударной волной. Конический скачок с вершиной на оси набегающего вихря подобен скачку, возникающему при обтекании затупленного тела сверхзвуковым потоком. По мере удаления от оси угол наклона этого скачка уменьшается до тех пор, пока скачок не пересечется с нормальной ударной волной.

В конусообразной области обнаружено вращающееся по часовой стрелке вихревое кольцо. Плоскость, в которой вращается данный вихрь, перпендикулярна вектору скорости набегающего потока. Анализ течения во времени показывает, что движение этих вихревых колец имеет периодический характер. На рис. 4 показана эволюция внутреннего скачка уплотнения в зависимости от числа Маха. При $M_\infty = 2,0; 3,0$ это практически прямой скачок уплотнения, перпендикулярный оси симметрии. Однако при $M_\infty = 4,0; 6,0$ (см. рис. 4, в, г) форма фронта внутреннего скачка уплотнения становится криволинейной. Форма линий тока в рециркуляционной зоне свидетельствует о наличии структуры, напоминающей сходящееся-расходящееся сопло (см. рис. 4, 5). Это сопло не имеет твердых границ, и его стенки представляют собой линии тока. Движение потока газа в данном сопле достаточно сложное. Начиная с некоторого сечения, которое служит своеобразной поверхностью растекания струи потока, струя движется навстречу набегающему невозмущенному вихрю (т. е. влево). Непосредственно за поверхностью растекания струи скорость в ней дозвуковая. Слева от области растекания в конвергентно-дивергентном сопле реализуется условие перехода через скорость звука, аналогичное структуре течения в сопле Лавала. При этом скорость сверхзвуковой струи, движущейся влево, достигает достаточно больших значений. Так, при $M_\infty = 5,0$, $\Gamma_0 = 0,2$, $\Phi = 0,6$ (см. рис. 4, 5) число Маха на оси симметрии перед прямым скачком уплотнения равно $M_\infty = 2,5 \div 3,0$. При смещении вниз по потоку от поверхности растекания поток движется вправо с дозвуковой скоростью. Со временем структура течения может меняться. Например, в струе, движущейся вправо, имеют место небольшие сверхзвуковые скорости потока. На ударной волне число Маха резко уменьшается, в то время как давление, плотность и температура резко возрастают. В случае взаимодействия вихря с прямой ударной волной на оси симметрии формируются две точки (поверхности) полного торможения потока. Первая точка торможения расположена на оси вихря за вершиной конической ударной волны, вторая — в дозвуковой части конвергентно-дивергентного сопла (см. рис. 4, 5). Обе точки являются узлами растекания потока. Слева от второй точки аксиальная компонента скорости потока отрицательна, справа — положительна. В распределении числа Маха имеется второй скачок. Течение за головным коническим скачком на оси симметрии становится дозвуковым, так же как и за внутренним прямым скачком уплотнения, который находится на пути сверхзвуковой струи, сформировавшейся в конвергентно-дивергентном сопле. В качестве примера на рис. 4, в приведены значения числа Маха перед внутренним скачком уплотнения и за ним. Перед скачком число Маха сверхзвуковое, а за ним — дозвуковое. При взаимодействии конического скачка уплотнения с исходным прямым скачком уплотнения образуется λ -скачок, состоящий из конической, наклонной и прямой ударных волн, пересекающихся в одной точке. В этой точке начинается линия контактного разрыва, которая дополняет описанную выше структуру λ -скачка. Проходя через коническую и наклонную ударные волны, поток остается сверхзвуковым. Между наклонной ударной волной и контактным разрывом течение сверхзвуковое, а в области между прямым скачком и контактным разрывом — дозвуковое. Между поверхностью конического скачка и рециркуляционной зоной существует контактная поверхность, которая отделяет сверхзвуковой поток от дозвукового. Ниже контактной поверхности течение дозвуковое, выше — сверхзвуковое. При всех

рассмотренных значениях $M_\infty = 1,6 \div 6,0$ в режиме сильного взаимодействия в потоке наблюдаются вихревые кольца (см. рис. 5). Из расчетов следует, что с увеличением M_∞ диаметр следа за возникшим в результате разрушения вихря пузырем увеличивается, а при $M_\infty = 6,0$ диаметры следа и пузыря становятся равными.

Закключение. Представлены результаты численного исследования взаимодействия продольного вихря с прямым скачком уплотнения. Построена математическая модель продольного вихря. Выявлено два режима взаимодействия: слабый и сильный. Показано, что при сильном взаимодействии возможно разрушение вихря, в результате чего его структура значительно изменяется: появляется рециркуляционная дозвуковая зона, существенно увеличивается диаметр вихря. Выявлены следующие особенности взаимодействия продольного вихря с прямым скачком уплотнения: внутренний скачок уплотнения, вихревые кольца, точки (поверхности) полного торможения потока. В рециркуляционной зоне обнаружено сверхзвуковое течение типа сопла Лавала, направленное навстречу основному потоку. Определено влияние числа Маха основного потока на структуру области взаимодействия продольного вихря с прямым скачком уплотнения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Leibovich S.** Vortex stability and breakdown: survey and extention // AIAA J. 1983. V. 22, N 9. P. 1192–1206.
2. **Delery J. M.** Aspects of vortex breakdown // Progress in aerospace sciences. Oxford: Pergamon Press, 1994. V. 30. P. 1–59.
3. **Затолока В. В., Иванюшкин А. К., Николаев А. В.** Интерференция вихрей со скачками уплотнения в воздухозаборнике. Разрушение вихрей // Учен. зап. Центр. аэрогидродинам. ин-та. 1975. Т. 6, № 2. С. 134–138.
4. **Глотов Г. Ф.** Интерференция вихревого шнура со скачками уплотнения в свободном потоке и неизобарических струях // Учен. зап. Центр. аэрогидродинам. ин-та. 1989. Т. 20, № 5. С. 21–32.
5. **Kalkhoran I. M., Smart M. K.** Aspects of shock wave-induced vortex breakdown // Progr. Aerospace Sci. 2000. V. 36. P. 63–95.
6. **Cattafesta L. N., Settles G.** Experiments on shock vortex interaction. N. Y., 1992. (Paper / AIAA; N 92-0315).
7. **Metwally O., Settles G. S., Horstman C.** An experimental study of shock vortex interaction. N. Y., 1989. (Paper / AIAA; N 89-0082).
8. **Зудов В. Н., Пимонов Е. А.** Взаимодействие продольного вихря с наклонной ударной волной // ПМТФ. 2003. Т. 44, № 4. С. 10–21.
9. **Nedungadi A., Lewis M. J.** Computational study of the flowfields associated with oblique shock vortex interactions // AIAA J. 1996. V. 34, N 12. P. 2545–2553.
10. **Thomer O., Krause E., Schroder W.** Normal and oblique shock vortex interaction // Proc. of the Intern. conf. “Recent developments in applied mathematics and mechanics: theory, experiment and practice — 2001”. Novosibirsk: S. n., 2001. V. 6, pt 2, special issue. P. 737–749.
11. **Rizzetta D. P.** Numerical investigation of supersonic wing-tip vortices // AIAA J. 1996. V. 34, N 6. P. 1203–1208.
12. **Corpening G., Anderson J. D.** Numerical solutions to three-dimensional shock wave/vortex interaction at hypersonic speeds. N. Y., 1989. (Paper / AIAA; N 89-0674).
13. **Erlebacher G., Hussaini M. Y., Shu C.-W.** Interaction of a shock with a longitudinal vortex // J. Fluid Mech. 1997. V. 337. P. 129–153.

14. **Kandil O. A., Kandil H. A., Liu C. H.** Computation of steady and unsteady compressible quasi-axisymmetric vortex flow and breakdown. N. Y., 1991. (Paper / AIAA; N 91-0752).
15. **Harten A., Enquist B., Osher S., Chakravarthy S. R.** Uniformly high order accurate essentially nonoscillatory schemes. 3 // J. Comput. Phys. 1987. V. 71, N 2. P. 231–303.
16. **Einfeldt B.** On Godunov-type methods for gas dynamics // SIAM J. Numer. Anal. 1988. V. 25, N 2. P. 294–318.
17. **Shu C.-W., Osher S.** Efficient implementation of essentially non-oscillatory shock-capturing schemes // J. Comput. Phys. 1988. V. 77, N 2. P. 439–471.

Поступила в редакцию 4/VIII 2010 г.
