

УДК 533.6.011.72:532.525.6

© 2005 г. Г. Г. МОРДВИНЦЕВ, В. Н. ШМАНЕНКОВ

РАСЧЕТ СТРУКТУРЫ ТЕЧЕНИЯ И ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С ЦИЛИНДРОМ, ОБТЕКАЕМЫМ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ

Задача определения силового и теплового воздействия на цилиндр, обтекаемый сверхзвуковым потоком с учетом интерференции падающей и отошедшей ударных волн, подробно исследовалась в последние несколько десятилетий как экспериментально, так и теоретически [1–12]. Достаточно полный обзор по данной тематике содержится в монографии [12]. Интерес к этой задаче связан прежде всего с тем, что здесь может возникать так называемый IV тип взаимодействия ударных волн, приводящий к резкому локальному возрастанию силовых и тепловых нагрузок. При этом сама задача интерференционного обтекания цилиндра может служить модельной при тестировании методик расчета отрывного обтекания органов управления гиперзвуковых летательных аппаратов.

В данной статье предпринята попытка показать возможность использования для расчета подобных течений (в том числе, при наличии отрывной зоны) достаточно простого, не требующего чрезмерных вычислительных мощностей подхода, основанного на сочетании численного моделирования обтекания в рамках модели невязкого газа с последующим расчетом параметров теплообмена.

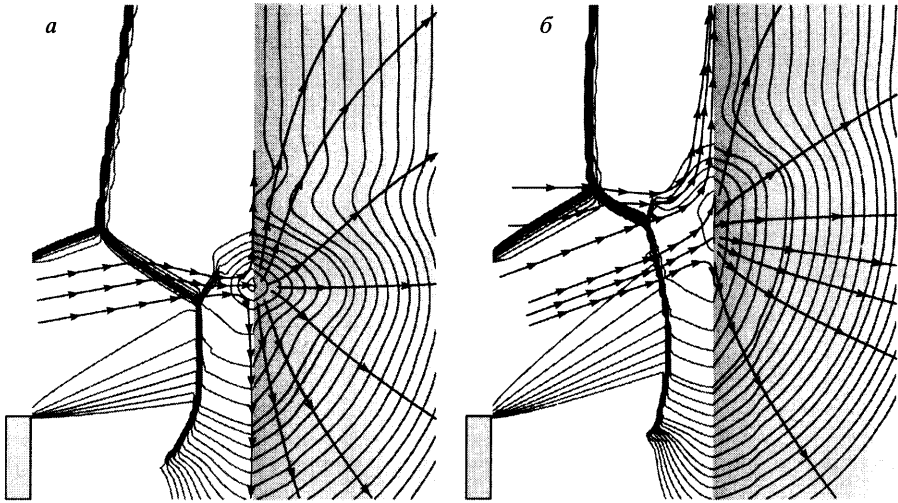
Ключевые слова: сверхзвуковой поток, взаимодействие ударных волн, низкоэнтропийная струйка тока, трехмерная критическая точка, отрывная зона.

Общая последовательность решения задачи о взаимодействии косоугольного скачка уплотнения с цилиндром, расположенным поперек сверхзвукового потока, может выглядеть следующим образом. На первом этапе проводится численный расчет течения на наветренной стороне цилиндра в области интерференции скачков уплотнения с использованием уравнений Эйлера. В результате определяется структура течения во всей области взаимодействия, а также локальные параметры (давление, плотность, градиенты скорости и т.д.) на поверхности тела. На втором этапе с учетом полученной структуры обтекания выделяются особые точки и линии растекания, и для определения тепловых потоков на них используются либо эмпирические зависимости (например, для трехмерной критической точки), либо проводится численный расчет трехмерного пограничного слоя [11]. Таким образом учитывается влияние на параметры теплообмена чисел Маха, Рейнольдса и температурного фактора.

Для расчета максимальных тепловых потоков воспользуемся известным представлением о трехмерной критической точке [13, 14], предполагающим линейную аппроксимацию при переходе от плоского случая к осесимметричному. Используя результаты работы [15], можно получить следующую зависимость, связывающую параметры теплообмена с характеристиками невязкого обтекания:

$$\frac{St_w T_w^{0.05} Pr_w^{0.6} \sqrt{Re_{\infty d}}}{1 + 0.08 T_w} = 0.71 \frac{(0.75 + 0.25 C) \sqrt{P_{1\infty} \beta_{\max}}}{(1 + 0.2 M_{\infty})^{0.15}}$$

$$St_w = \frac{q_w}{\rho_{\infty} V_{\infty} c_p (T_{0\infty} - T_w)}, \quad \beta_{\max} = \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{\max} \frac{d}{V_{\infty}}, \quad C = \frac{(\partial v / \partial y)_{\min}}{(\partial u / \partial x)_{\max}}$$



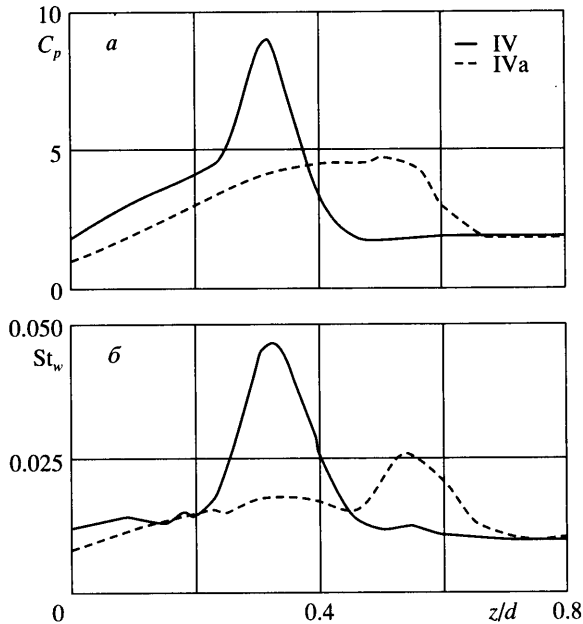
Фиг. 1. Обтекание цилиндра в зоне интерференции скачков уплотнения ($M_\infty = 5.0$, $\beta = 20^\circ$, расчет). Взаимодействия IV типа (а); IVa типа (б)

Здесь St_w – число Стантона; $T_{w0} = T_w/T_{0\infty}$ – температурный фактор, Pg_w – число Прандтля, соответствующее температуре стенки; Re_{od} – число Рейнольдса, подсчитанное по параметрам набегающего потока и диаметру цилиндра d ; $p_{1\infty} = p_1/p_\infty$ – отношение давления в критической точке (или на линии растекания) к статическому давлению в набегающем потоке; c_p – теплоемкость газа при постоянном давлении, β_{max} – максимальная производная скорости, отнесенная к скорости в набегающем потоке и характерному размеру d ; C – отношение производных скорости по направлениям, соответствующим минимальным и максимальным градиентам; M_∞ – число Маха набегающего потока; индекс “w” относится к параметрам при температуре стенки; “ ∞ ” – к параметрам набегающего невозмущенного потока.

Для проверки предлагаемой методики проведена серия расчетов параметров течения в области взаимодействия внешнего скачка уплотнения с цилиндром, обтекаемым сверхзвуковым потоком. В этом случае принято выделять типы взаимодействия IV и IVa [12]. Тип IV характеризуется почти прямым падением низкоэнтропийной струйки газа, прошедшей систему скачков уплотнения и волн разрежения, на поверхность цилиндра. Это вызывает появление резкого пика давления, высоких градиентов скорости и соответственно крайне высоких тепловых потоков. В случае IVa низкоэнтропийная струйка тока успевает развернуться вдоль цилиндра под влиянием продольного градиента давления и не достигает его поверхности. Пики давления и тепловых потоков становятся существенно меньше.

Конфигурация тела и граничные условия соответствовали эксперименту [2], с результатами которого проводилось сравнение. Расчет проводился методом установления с использованием модификации схемы Годунова со вторым порядком аппроксимации [16]. Расчетная сетка составляла 120 ячеек вдоль цилиндра, 60 – поперек ударного слоя, 36 – в окружном направлении. В области взаимодействия ударных волн обеспечивалось равномерное сгущение сетки. По результатам численного расчета определялись положение критической точки на цилиндре и соответствующие ей статическое давление и производные скорости, рассчитываемые со вторым порядком точности. Расчеты, в частности, показали, что в области взаимодействия низкоэнтропийной струйки тока с поверхностью цилиндра градиенты скорости вдоль его образующей существенно превышают (до 4–5 раз) градиенты скорости в окружном направлении.

Примеры рассчитанных структур интерференционного обтекания цилиндра при угле клина $\beta = 20^\circ$, порождающего падающую ударную волну, показаны на фиг. 1, а



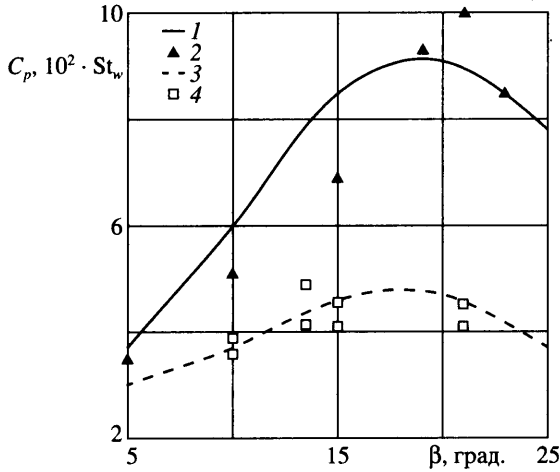
Фиг. 2. Распределения коэффициентов давления (а) и теплообмена (б) на наветренной образующей цилиндра ($M_\infty = 5.0$, $Re_d = 2 \cdot 10^5$, $\beta = 20^\circ$, расчет)

(тип IV) и б (тип IVa). Тип взаимодействия IV трудно реализуем как в эксперименте, так и при проведении расчетов. В частности, для его воспроизведения в [2] цилиндр устанавливался перпендикулярно набегающему потоку за клином так, чтобы веер волн разрежения около донной кромки клина охватывал область течения ниже второй тройной точки (фиг. 1, а, прямоугольник в нижней части рисунка имитирует донный срез клина). Это вызывало падение давления вниз по цилиндру и “выпрямление” низкоэнтропийной струйки тока. Дополнительно этому способствовал небольшой наклон цилиндра навстречу потоку (примерно 10°), о наличии которого можно было судить из анализа теневой фотографии, приведенной в [12]. Аналогичная ситуация была отмечена и при проведении настоящих расчетов: небольшие изменения геометрических параметров задачи приводили к заметному изменению картины течения в области взаимодействия скачков и величины максимума теплового потока. Такая же существенная зависимость теплового потока от геометрических параметров тела при реализации IV типа взаимодействия отмечалась в [10].

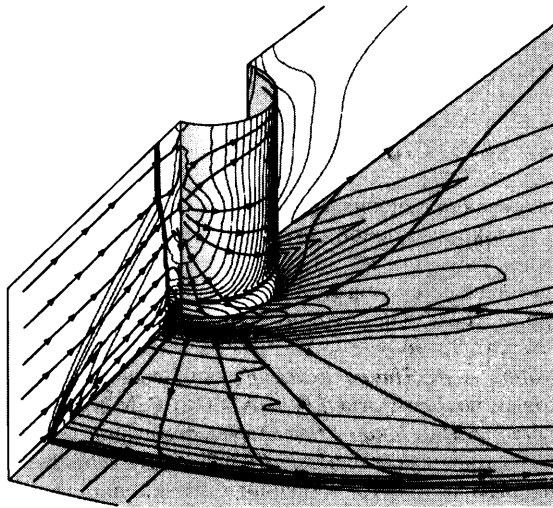
Соответствующие распределения коэффициентов давления C_p ($C_p = (p - p_\infty)/q_\infty$) и чисел Стантона St_w вдоль образующей цилиндра, лежащей в плоскости симметрии, для режимов IV и IVa приведены на фиг. 2. При реализации режима IV в распределениях коэффициентов давления и теплообмена появляются резкие максимумы, величины которых подтверждаются экспериментальными данными из работы [2], представленными на фиг. 3 при различных углах наклона клина β .

Для летательных аппаратов наиболее характерен вариант взаимодействия препятствия, установленного на боковой поверхности обтекаемого тела, с “критическим скачком уплотнения”, индуцируемым отрывной зоной. Подобные течения подробно исследованы экспериментально [3–6]. Предложенная выше методика расчета максимальных уровней давления и теплообмена ниже распространена и на этот случай.

Для воспроизведения отрывной структуры перед обтекаемым препятствием, не выходя за рамки модели невязкого газа, принимается подход работы [17]. В ней для расчета развитой зоны отрыва турбулентного пограничного слоя перед плоской ступень-



Фиг. 3. Зависимости максимальных коэффициентов давления (1 – расчет, 2 – эксперимент) и теплового потока (3 – расчет, 4 – эксперимент) от угла наклона клина β при IV типе взаимодействия, $M_\infty = 5.0$, $Re_{\infty d} = 2 \cdot 10^5$



Фиг. 4. Конфигурация развитой зоны турбулентного отрыва перед цилиндром ($M_\infty = 3.0$, расчет)

кой используются уравнения Эйлера. При этом равномерный поток на входе в расчетную область корректируется с учетом профилей скорости и плотности в сверхзвуковой части пограничного слоя. Показано хорошее согласование с экспериментальными данными как по структуре течения, так и по зависимости критического перепада давления от числа Маха. Использование такого подхода для моделирования пространственного отрыва представляется даже более оправданным, так как в этом случае влияние вязкости на формирование области отрыва должно быть относительно меньше из-за существенного бокового растекания газа.

Пример расчета трехмерного отрывного течения перед препятствием в виде цилиндра, установленного на плоской пластине перпендикулярно сверхзвуковому потоку, показан на фиг. 4. На входе в расчетную область профиль скорости в турбулентном

пограничном слое задавался в виде степенной зависимости от поперечной координаты Y/δ с показателем $n = 1/7$. Толщина пограничного слоя δ в данном случае принималась равной $\delta/d = 0.05$.

Расчетная конфигурация отрывной зоны удовлетворительно подтверждается экспериментальными данными, полученными при $M = 3.1$; $Re_L = 1.87 \cdot 10^7$ [3] (экспериментальные данные приведены в скобках): длина отрывной зоны в плоскости симметрии $l_s/d \approx 1.95$ (~ 2.0); отношение длины области отрыва к ее ширине $l_s/l_m \approx 0.46$ (~ 0.5); угол наклона “критического скачка уплотнения” $\theta_s \approx 26^\circ$ ($\sim 25^\circ$). Характерная особенность рассматриваемого течения состоит в том, что в область взаимодействия скачков уплотнения перед цилиндром и далее в отрывную зону приходят линии тока, расположенные существенно выше пограничного слоя перед отрывом. В области падения “критического скачка уплотнения” на цилиндр реализуется схема течения, близкая к рассмотренной в первой части статьи.

Закключение. Предложен метод определения газодинамических и тепловых нагрузок в области падения внешнего скачка уплотнения на цилиндр, расположенный поперек набегающего сверхзвукового потока, при реализации IV или IVa режимов взаимодействия. Особо рассмотрен случай обтекания цилиндра, расположенного на плоской пластине перпендикулярно набегающему потоку. Сравнение расчетных и экспериментальных данных по максимальным уровням давления и коэффициентов теплообмена указывает на их удовлетворительное согласование. Это подтверждает возможность распространения предложенной методики расчета силовых и тепловых нагрузок на случай отрывного обтекания препятствий, расположенных на боковой поверхности летательного аппарата.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Тетерин М.П.* Исследование течения газа в области падения скачка уплотнения на цилиндр, обтекаемый потоком большой сверхзвуковой скорости // Изв. АН СССР. МЖГ. 1967. № 2. С. 143–147.
2. *Тетерин М.П.* Исследование течения газа и теплопередачи в области падения скачка уплотнения на цилиндр, обтекаемый потоком большой сверхзвуковой скорости // Изв. АН СССР. МЖГ. 1967. № 3. С. 92–96.
3. *Войтенко Д.М., Зубков А.И., Панов Ю.А.* Обтекание цилиндрического препятствия на пластине сверхзвуковым потоком газа // Изв. АН СССР. МЖГ. 1966. № 1. С. 20–24.
4. *Войтенко Д.М., Зубков А.И., Панов Ю.А.* О существовании сверхзвуковых зон в пространственных отрывных течениях // Изв. АН СССР. МЖГ. 1967. № 1. С. 20–24.
5. *Панов Ю.А.* Взаимодействие пространственного скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем // Изв. АН СССР. МЖГ. 1966. № 4. С. 185–188.
6. *Авдуевский В.С., Медведев К.И.* Физические особенности течения в области отрыва при трехмерном взаимодействии пограничного слоя с ударной волной // Изв. АН СССР. МЖГ. 1967. № 1. С. 25–33.
7. *Хейнс, Киз.* Теплообмен в областях взаимодействия со скачками уплотнения в гиперзвуковых течениях // Ракетная техника и космонавтика, 1972. Т. 10. № 11. С. 63–70.
8. *Keyes J.W., Hains F.D.* Analytical and experimental studies of shock interference heating in hypersonic flows // NASA TN D-1739, 1973, 137 p.
9. *Эднн.* Теплообмен на затупленном теле, сталкивающемся со скачком уплотнения // Ракетная техника и космонавтика. 1968. Т. 6. № 1. С. 16–24.
10. *Шманенкова Г.А.* О взаимодействии внешнего скачка уплотнения с затупленным телом в гиперзвуковом потоке // Изв. АН СССР. МЖГ. 1976. № 1. С. 97–103.
11. Методы расчета теплообмена на поверхности летательных аппаратов при двумерном и пространственном обтекании. // Руководство для конструкторов / Под ред. В.С. Авдуевского и Б.А. Землянского. Т. 1. М.: ЦНИИмаш, 1985. 267 с.

12. *Боровой В.Я.* Течение газа и теплообмен в зонах взаимодействия ударных волн с пограничным слоем // М.: Машиностроение, 1983. 141 с.
13. *Авдуревский В.С.* Расчет трехмерного ламинарного пограничного слоя на линиях растекания // Изв. АН СССР. Механика и машиностроение. 1962. № 4. С. 3–13.
14. *Ермак Ю.Н., Нейланд В.Я.* К теории трехмерного ламинарного пограничного слоя // Ж. вычисл. математики и мат. физики. 1964. Т. 4. № 5. С. 950–954.
15. *Авдуревский В.С., Галицкий Б.М., Глебов Г.А.* Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике // М.: Машиностроение, 1975, 623 с.
16. *Родионов А.В.* Повышение порядка аппроксимации схемы Годунова // Ж. вычисл. математики и мат. физики. 1987. Т. 27. № 12. С. 1853–1860.
17. *Петров Г.И.* Система скачков уплотнения и волн разрежения при обтекании тел сложной формы // Гидроаэромеханика и космические исследования. М.: Наука, 1985. С. 32–35.

Москва

Поступила в редакцию
26.IV.2005