

03

Об управлении сверхзвуковым обтеканием тел с помощью пульсирующего теплового источника

© С.В. Гувернюк, А.Б. Самойлов

Институт механики Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию 25 ноября 1996 г.

В работе моделируются эффекты влияния импульсно-периодического источника внешнего энергоподвода на аэродинамические характеристики расположенной вниз по потоку полусферы.

1. Введение

Из теоретического исследования [1] известно, что для стационарных условий течения в случае непрерывного источника внешнего тепловыделения в сверхзвуковом потоке газа можно существенно снизить аэродинамическое сопротивление тел, расположенных в следе за источником. Проблема практического получения в сверхзвуковом потоке теплового пятна за счет стабилизации оптического разряда рассматривалась в [2]; показано, что наиболее вероятным способом организации стабильного процесса подвода лазерной энергии к сверхзвуковому потоку является прерывистое излучение с высокой частотой повторения коротких мощных импульсов. При этом в экспериментах [3] обнаружена существенная зависимость степени снижения сопротивления тел от частоты следования импульсов при постоянной средней мощности энергоклада. В на-

стоящем сообщении представлены некоторые результаты теоретического моделирования влияния пульсирующего источника тепловыделения на сверхзвуковое обтекание тел.

2. Постановка задачи

Рассмотрим установившееся осесимметричное обтекание полусферы $x^2 + r^2 = R^2, x \leq 0$ равномерным сверхзвуковым потоком совершенного газа. Здесь и ниже приняты обозначения: x, r — цилиндрические координаты; R — радиус сферы; $\{u_\infty, 0\}$ — скорость невозмущенного потока; $p_\infty, \rho_\infty, \gamma$ — давление, плотность и показатель адиабаты; $M_\infty = u_\infty \rho_\infty^{1/2} (\gamma p_\infty)^{-1/2}$ — число Маха, $M_\infty > 1$. Пусть в момент времени $t = 0$ в набегающем потоке перед сферой начинает действовать пульсирующий источник энергоподвода с массовой плотностью тепловыделения $q(x, r, t)$. Всюду в области движения воспользуемся моделью идеального газа с заданными источниками внешнего притока тепла [4] и запишем систему нестационарных осесимметричных уравнений Эйлера в форме законов сохранения:

$$Q_t + E_x + E_r + H = 0, \quad (1)$$

где вектор зависимых переменных Q , вектора потоков E, F и источниковый член H записываются в следующем виде:

$$Q = \begin{bmatrix} e \\ \rho \\ \rho u \\ \rho v \end{bmatrix}, E = \begin{bmatrix} (e+p)u \\ \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho v u \end{bmatrix}, F = \begin{bmatrix} (e+p)v \\ \rho v \\ \rho u v \\ \rho v^2 + p \end{bmatrix}, H = \begin{bmatrix} (e+p)v/r - \rho q \\ \rho v/r \\ \rho u v/r \\ \rho v^2/r \end{bmatrix}.$$

Здесь $e = \frac{p}{\gamma-1} + \rho \frac{u^2+v^2}{2}$ — удельная энергия единицы объема; ρ — плотность; u, v — компоненты скорости по осям x, r соответственно; энергоподвод q будем задавать в виде [5]:

$$q = W(x, r) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{f} \delta \left(t - \frac{n}{f} \right),$$

где δ — импульсная функция Дирака; f — частота следования импульсов; W — средняя массовая плотность энергоподвода, которую возьмем

в виде [1];

$$W = W_0 \left(\frac{p_\infty}{\rho_\infty} \right)^{3/2} \frac{1}{R} \exp \left(-\frac{r^2 + (x - x_0)^2}{L^2} \right).$$

Наличие импульсного источников члена в уравнениях (1) может приводить к разрывам параметров в моменты $t = t_n = nf^{-1}$, поэтому при построении численного алгоритма решения системы (1) необходимо использовать частные аналитические решения в окрестностях точек сингулярности. Интегрируя векторное уравнение (1) по t на интервалах $t \in [t_n - \varepsilon, t_n + \varepsilon]$ и переходя к пределу при $\varepsilon \rightarrow 0$, нетрудно получить следующее простое правило перехода через точки сингулярности $t = t_n$ (условия склейки решения): плотность и компоненты скорости остаются непрерывными по t , а давление терпит скачок

$$p(t_n + 0) = p(t_n - 0) + (\gamma - 1)\rho(t_n)\frac{1}{f}W(x, r). \quad (2)$$

3. Метод решения

Для проведения расчетов был взят явный метод TVD в конечно-объемной формулировке Чакравати [6], позволяющий получать хорошее разрешение в окрестности сильных разрывов (ударных волн и контактных поверхностей). Использовалась преобразованная система координат $x = x(\xi, \eta)$, $r = r(\xi, \eta)$, дающая сгущение узлов расчетной сетки около тела и в областях высоких градиентов течения (было 84 узла разностной сетки по ξ и 56 — по η). В переменных ξ, η систему (1) также можно записать в консервативной форме: $\bar{Q}_t + \bar{E}_\xi + F_\eta + H = 0$, где $\bar{Q} = Q/J$, $\bar{E} = (x_\xi E + x_\eta F)/J$, $F = (x_\xi E + r_\eta F)/J$, J — якобиан преобразования $\partial(x, r)/\partial(\xi, \eta)$. Связывая индексы j, k, c направлениями ξ, η , получаем численную аппроксимацию вида

$$(\hat{Q}_{j,k}) + (\hat{E}_{j+1/2,k} + \hat{E}_{j-1/2,k}) + (\hat{F}_{j,k+1/2} + \hat{F}_{j,k-1/2}) + \hat{H}_{j,k} = 0,$$

где \hat{E} и \hat{F} — численная аппроксимация потоков через грани рассматриваемой ячейки, а \hat{Q} — член, представляющий аппроксимацию вектора зависимых переменных Q , взятого по значению в центре ячейки и осредненного по всему объему. Полученные индексы

обозначают грани ячейки, а целые — саму ячейку или ее центр. Опуская детали численной аппроксимации векторов потоков \vec{E} , \vec{F} , отметим, что в данной работе применялась модификация метода [7], соответствующая разностной схеме 3-го порядка точности на гладких решениях и обеспечивающая отсутствие паразитных осцилляций в окрестности поверхностей разрыва, где порядок аппроксимации снижается.

Тактика численного решения включала определение методом установления стационарного обтекания лобовой части сферы равномерным сверхзвуковым потоком. Полученное распределение параметров затем принималось в качестве начальных условий при $t = 0$. Далее численное решение строилось в пределах временных слоев $t_{n-1} < t < t_n$, $1 \leq n \leq N$, а переход от одного слоя к другому осуществлялся при помощи указанных выше условий склейки (2). В течение всего времени на входной границе расчетной области поддерживались параметры невозмущенного потока, на выходной — мягкие условия, на оси осимметрии и на поверхности тела — условия непротекания. Максимальное число импульсов $N \gg 1$ выбиралось из условия стабилизации средних характеристик течения на интервалах $t \in [t_* - T, t_8]$, $t_* \leq t_N$, $T = 10f^{-1}$.

4. Результаты

Ниже приводятся результаты расчетов для случая $M_\infty = 3$, $\gamma = \frac{7}{5}$,

$$q = \gamma^{-3/2} W_0 \exp\left(-\frac{r^2 + (x - x_0)^2}{L^2}\right) \sum_{n=1}^N \frac{t_n}{n} \delta(t - t_n),$$

$x_0 = -3.5$, $L = 0.5$, $W_0 = 20$, $N = 10^2 f^{-1}$, $t_n = n f^{-1}$ при различных значениях частоты в диапазоне $10^{-1} < f < 10^1$.

Все величины берутся в безразмерном виде. В качестве основных масштабов длины, плотности и скорости выбраны R , ρ_∞ , $c_\infty = (\gamma p_\infty / \rho_\infty)^{1/2}$. Давление нормировано на $\rho_\infty c_\infty^2$, плотность внешнего энергоподвода — на $c_\infty^3 R^{-1}$, время — на $c_\infty^{-1} R$.

При частотах следования импульсов менее $f = f_1 \approx 0.5$ тепловой след за источником имеет выраженную дискретную структуру расходящихся волн. При $f > f_2 \approx 5.0$ след практически непрерывный. На рис. 1

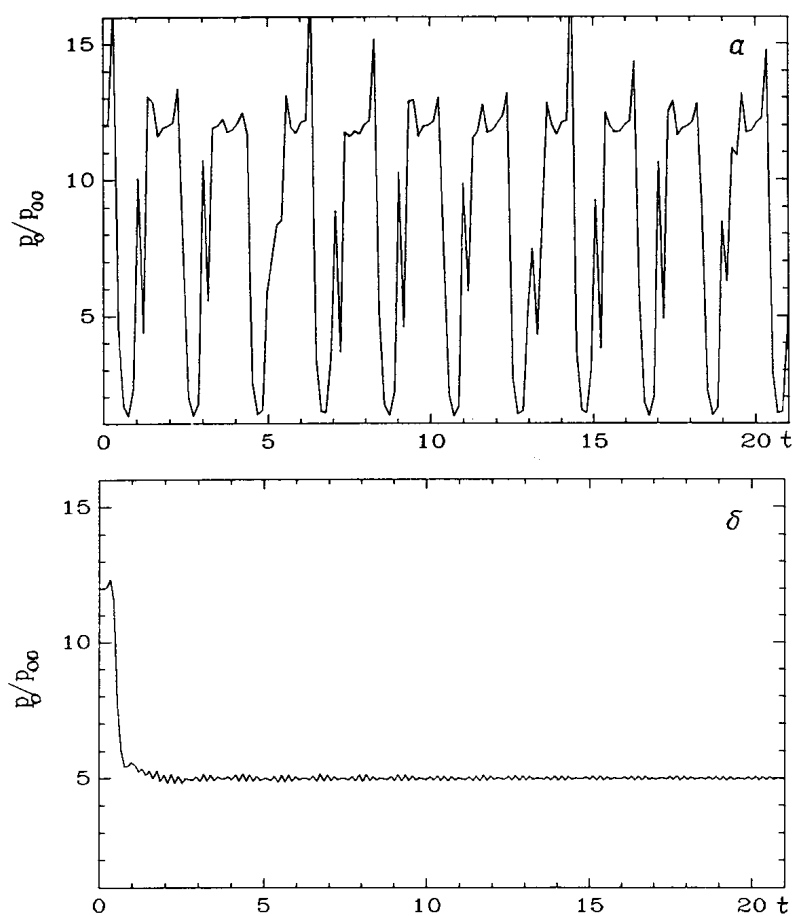


Рис. 1. Зависимость давления в точке торможения p_0/p_∞ от безразмерного времени при частоте следования импульсов: $a - f = 0.5$; $\delta - f = 5$.

показана зависимость $p_0(t) = p(-1, 0, t - f^{-1})$ давления в критической точке на сфере, включающая переходный участок от начального установившегося обтекания до квазипериодического состояния при наличии теплового источника, пульсирующего с частотой $f = f_1$ или $f = f_2$.

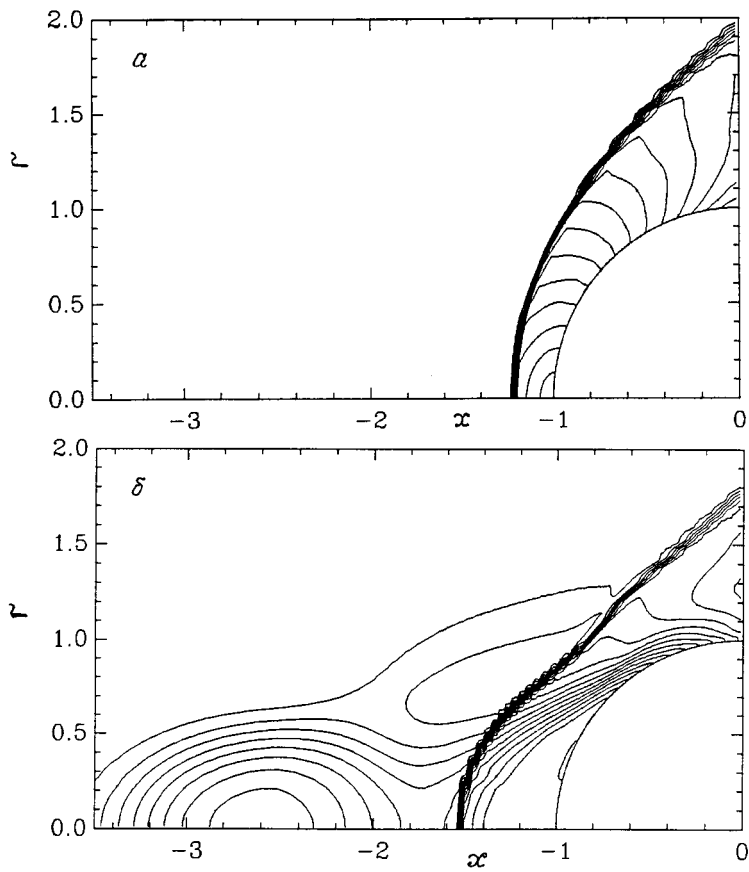


Рис. 2. Изолиния чисел Маха при обтекании сферы сверхзвуковым потоком газа: *a* — без подвода энергии; *b* — при частоте следования импульсов $f = 2$ ($t = 11.2$).

На рис. 2 показана перестройка течения около сферы под влиянием пульсирующего теплового источника. Наблюдается значительное увеличение отхода головного скачка уплотнения и образование в ударном слое рециркуляционных зон, что хорошо согласуется с данными [1], полученными для стационарных условий тепловыделения.

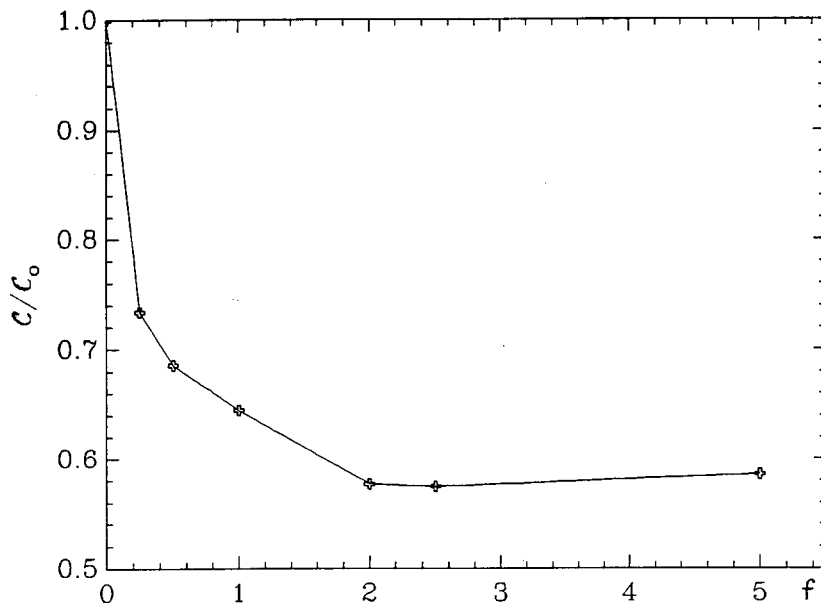


Рис. 3. Зависимость коэффициента сопротивления C/C_0 от частоты следования импульсов f при $W_0 = 20$.

При определении средних величин использовались формулы

$$G(f) = \int_{V_*} \left(\frac{1}{T} \int_{t_*-T}^{t_*} \rho q dt \right) dV, \quad C(f) = \frac{1}{T} \int_{t_*-T}^{t_*} C_x dt,$$

где G — средняя мощность энергоподвода за время $T = 10/f$ в тепловом пятне $V_* : r^2 + (x - x_0)^2 \leq L^2$, C_x — мгновенное значение коэффициента волнового сопротивления полусферы:

$$C_x(t) = \frac{4}{\gamma M_\infty^2} \int_0^1 (\gamma p_c - 1) r dr, \quad p_c = p(-\sqrt{1-r^2}, r, t).$$

На рис. 3 показано влияние частоты f теплового источника при $W_0 = \text{const}$ на среднее волновое сопротивление полусферы по срав-

нению с режимом течения без подвода энергии, $C_0 = C_x(0)$. Уже при $f = 1$ наблюдается значительное снижение нагрузки на тело (до 65% от режима течения без подвода энергии). Обнаружен эффект насыщения, заключающийся в том, что начиная с некоторого значения частоты следования импульсов нагрузка практически не снижается; при $f = f_* \approx 2$ достигается минимум $C(f_*) \approx 0.58C_0$, затем при $f > f_*$ происходит медленное возрастание $C(f)$. Следовательно, режим пульсирующего теплоподвода может быть эффективнее стационарного.

Полученные результаты качественно согласуются с экспериментальными данными [3].

Список литературы

- [1] Георгиевский П.Ю., Левин В.А. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 8. С. 684–687.
- [2] Третьяков П.К., Грачев Г.П., Иванченко А.И. и др. // ДАН. 1994. Т. 336. N 4. С. 466–467.
- [3] Третьяков П.К., Гаранин А.Ф., Грачев Г.Н. и др. // ДАН. 1996. Т. 351. N 3.
- [4] Черный Г.Г. Газовая динамика. М.: Наука, 1988. 424 с.
- [5] Гувернюк С.В., Савинов К.Г. // Изв. РАН. МЖГ. 1996. N 2. С. 164–170.
- [6] Chakravarthy S.R., Osher S. A Neq Class of High Accuracy TVD Schemes for Hyperbolic Conservation Laws. AIAA–85–0363.
- [7] Chakravarthy S.R. The Versality and Reliability of Euler Solvers Based on High-Accuracy TVD Formulations. AIAA–86–0243.