

01;03

## Численное исследование сверхзвукового обтекания тел с выемкой при наличии области энергоподвода в набегающем потоке газа

© Л.А. Базыма

Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского  
„Харьковский авиационный институт“, Украина  
E-mail: bazima@htsc.kipt.kharkov.ua

Поступило в Редакцию 18 ноября 2002 г.

Проведено моделирование влияния внешнего энергоподвода на стабилизацию обтекания и изменение аэродинамического сопротивления полусферы с выемкой.

Экспериментальными исследованиями [1–3] показано, что в сверхзвуковом потоке, при использовании мощного оптического пульсирующего разряда, реализуется протяженная область энергоподвода, за которой развивается тепловой след.

Размещение в тепловом следе модели (конус, полусфера) на расстоянии 1.0–4.0 ее диаметров от фокальной плоскости излучения от CO<sub>2</sub>-лазера приводило к снижению до 2 раз аэродинамического сопротивления моделей при частоте следования импульсов 100 kHz [3]. В рассмотренном диапазоне следования частот импульсов излучения 10–100 kHz при частоте 100 kHz тепловой след становился непрерывным [3].

В [4] представлены результаты теоретического моделирования влияния пульсирующего источника тепловыделения на сверхзвуковое обтекание полусферы. В расчетах [4] использовался явный метод TVD в формулировке Чакраватти [5,6]. Для случая  $M = 3$  и  $\gamma = 1.4$ , при постоянной массовой плотности энергоподвода, было получено снижение аэродинамической нагрузки на тело и определена частота следования импульсов, при которой наблюдается минимум коэффици-

ента сопротивления. При этом в [4] сделан вывод о том, что режим пульсирующего теплоподвода может быть эффективнее стационарного.

Результаты работ [1–4,7] показывают, что частота следования импульсов, вкладываемая в поток мощность, а также размеры области энергоподвода могут существенно повлиять как на распределение давления на поверхности модели, так и на режимы ее обтекания.

Известно, что сверхзвуковое обтекание тел с полостью в носовой части тела сопровождается пульсациями [8,9]. В [10] рассматривалась возможность стабилизации течения при организации вдува струи со дна полости.

В настоящей работе проведено численное исследование влияния массовой плотности энергоподвода на стабилизацию сверхзвукового обтекания и изменение аэродинамического сопротивления полусферы с цилиндрической выемкой.

Будем рассматривать установившееся (квазипериодическое) осесимметричное обтекание полусферы с цилиндрической выемкой ( $r_{cav}/R = 0.3$ ;  $l_{cav}/R = 0.954$ ;  $l_{cav}/r_{cav} = 3.18$ ;  $r_{cav}$  — радиус выемки;  $l_{cav}$  — глубина выемки;  $R$  — радиус сферы) равномерным сверхзвуковым потоком совершенного газа. В момент времени  $t = 0$  в набегающем потоке перед сферой начинает действовать пульсирующий источник энергоподвода.

Уравнения газовой динамики в цилиндрической системе координат имеют вид

$$\frac{\partial \rho r}{\partial t} + \frac{\partial \rho u r}{\partial x} + \frac{\partial \rho v r}{\partial r} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho u r}{\partial t} + \frac{\partial (p + \rho u^2) r}{\partial x} + \frac{\partial \rho u v r}{\partial r} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho v r}{\partial t} + \frac{\partial \rho u v r}{\partial x} + \frac{\partial (p + \rho v^2) r}{\partial r} = p, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho e r}{\partial t} + \frac{\partial \rho u (e + p/\rho) r}{\partial x} + \frac{\partial \rho v (e + p/\rho) r}{\partial r} = \rho q r, \quad (4)$$

где  $p$  — давление;  $\rho$  — плотность;  $u, v$  — компоненты вектора скорости по  $x$  и  $r$  (компоненту по углу  $\varphi$  считаем равной нулю);  $e$  — полная энергия единицы массы газа,  $q$  — энергия, подводимая единице массы газа внешним источником,  $t$  — время. Система замыкается уравнением состояния идеального газа

$$p = (\gamma - 1)\rho e.$$

Энергоподвод  $q$  задавался так же, как и в [4]

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

где  $\delta$  — импульсная функция Дирака;  $f$  — частота следования импульсов;  $W$  — средняя массовая плотность энергоподвода, которая была взята, в отличие от [4], в несколько видоизмененной форме, позволяющей моделировать различные формы теплового пятна

$$W = W_0 \left(\frac{p_{\infty}}{\rho_{\infty}}\right)^{3/2} \frac{1}{R} \exp\left(-\frac{k_1 r^2 + k_2 (x - x_0)^2}{L^2}\right),$$

где  $W_0$ ,  $k_1$ , и  $k_2$  — некоторые константы, определяющие плотность энергоподвода и форму теплового пятна.

Решение системы уравнений (1)–(4) проводилось методом Годунова [11] на сетке  $110 \times 60$ , которая строилась со сгущением узлов около тела, за исключением полости, где распределение узлов сетки задавалось равномерным. Использовалась конечно-разностная схема первого порядка аппроксимации так же, как в [10].

Обезразмеривание величин проводилось следующим образом:

$$r = \bar{r}R, \quad x = \bar{x}R, \quad t = \bar{t}R/a_{\infty}, \quad a = \bar{a}a_{\infty}, \quad u = \bar{u}a_{\infty}, \quad v = \bar{v}a_{\infty},$$

$$\rho = \bar{\rho}\rho_{\infty}, \quad p = \bar{p}\rho_{\infty}a_{\infty}^2, \quad W = \bar{W}a_{\infty}^3/R,$$

где  $a_{\infty}$  — скорость звука набегающего потока.

В качестве начальных данных в расчетах без энергоподвода приняты безразмерные параметры невозмущенного набегающего потока:

$$p = p_{\infty} = 1/\gamma, \quad \rho = \rho_{\infty} = 1, \quad u = u_{\infty} = M_{\infty}, \quad v = 0$$

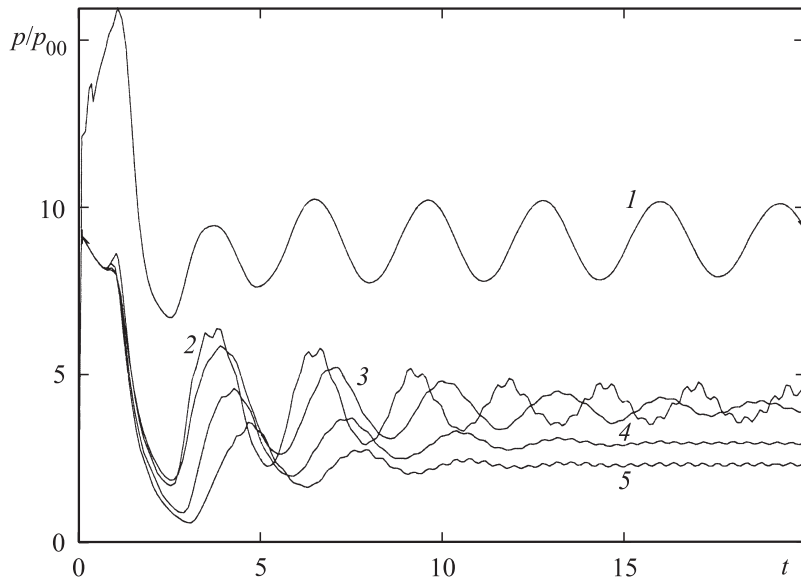
( $\gamma$  — постоянная адиабаты). Здесь и дальше в тексте черта над безразмерными величинами  $r, x, t, a, u, v, \rho, p, W$  опущена.

В качестве граничных условий выступают условия непротекания на поверхности тела и условия, характеризующие набегающий поток [11].

Так же как и в [4], расчеты проводились для случая  $M_{\infty} = 3$ ,  $\gamma = 1.4$ ,

$$q = \gamma^{-3/2} W_0 \exp\left(-\frac{k_1 r^2 + k_2 (x - x_0)^2}{L^2}\right) \sum_{n=1}^N \frac{t_n}{n} \delta(t - t_n),$$

$x_0 = -3.5$ ,  $L = 0.5$ ,  $N = 10^2 f^{-1}$ ,  $t_n = n f^1$  при различных значениях частоты в диапазоне  $1 \leq f \leq 5$ ,  $k_2 = 1$ ,  $k_1 = 1$  принималось для теп-



**Рис. 1.** Зависимость давления в центре дна полости от времени: 1 — без энергоподвода; 2 —  $W_0 = 20$ , сферическое тепловое пятно; 3 —  $W_0 = 20$ , эллипсоидное тепловое пятно; 4 —  $W_0 = 40$ , эллипсоидное тепловое пятно; 5 —  $W_0 = 80$ , эллипсоидное тепловое пятно.

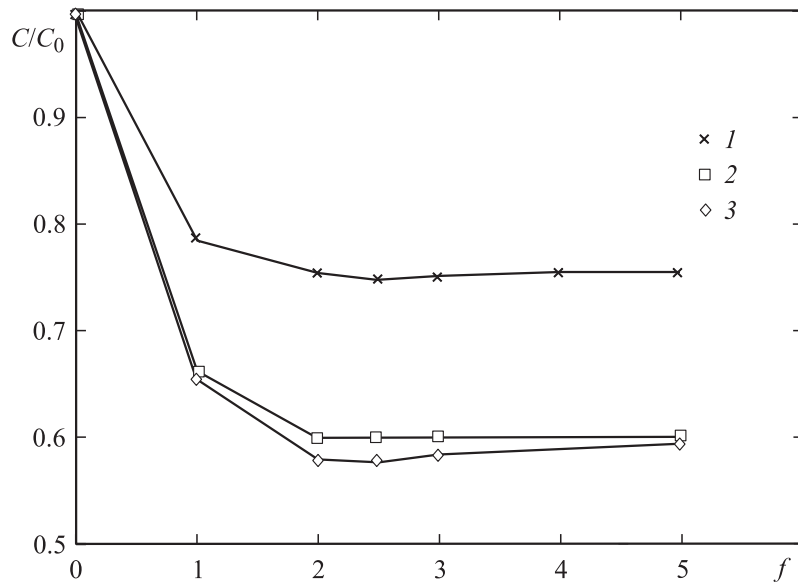
лового пятна сферической формы, а для теплового пятна эллипсоидной формы —  $k_1 = 4$ . Параметр  $W_0$  изменялся в диапазоне 20–500.

При осреднении коэффициента сопротивления применялось выражение [4]

$$C(f) = \frac{1}{T} \int_{t_* - T}^{t_*} C_x dt,$$

где  $T = 10/f$ , а  $C_x$  — мгновенное значение коэффициента сопротивления:

$$C_x(t) = \frac{4}{\gamma M_\infty^2} \int_0^1 (\gamma p_s - 1) r dr.$$



**Рис. 2.** Зависимость коэффициента сопротивления  $C/C_0$  от частоты следования импульсов  $f$ : 1 —  $W_0 = 20$ , эллипсоидное тепловое пятно; 2 —  $W_0 = 20$ , сферическое тепловое пятно; 3 —  $W_0 = 40$ , эллипсоидное тепловое пятно.

Предварительно было получено решение обтекания лобовой части сферы с цилиндрической выемкой без энергоподвода. На рис. 1 (кривая 1) показано изменение давления в центре дна полости от времени. Характер процесса пульсации и число Струхалиа  $Sh = 0.245$  близки к данным [10] ( $Sh = s/a_0 t^0$ ,  $t^0$  — период колебаний,  $a_0$  — скорость звука при температуре торможения). В дальнейшем полученное распределение параметров принималось в качестве начальных данных при  $t = 0$  для проведения расчетов в условиях энергоподвода. Численное решение строилось в пределах временных слоев  $t_{n-1} < t < t_n$ ,  $1 \leq n \leq 5$ .

В расчетах было установлено (рис. 2), что так же, как при обтекании полусферы [4], наблюдается минимум коэффициента сопротивления полусферы с выемкой при изменении частоты в окрестности  $f \approx 2$  для  $W_0 = \text{const}$ . При этом влияние параметра  $W_0$  на изменение сопротивления оказалось более сильным, чем размеры теплового пятна

( $C/C_0 \approx 0.58$ ,  $W_0 = 40$ , эллипсоидное пятно;  $C/C_0 \approx 0.59$ ,  $W_0 = 20$ , сферическое пятно;  $C/C_0 \approx 0.75$ ,  $W_0 = 20$ , эллипсоидное пятно;  $C_0$  — сопротивление тела без подвода энергии). Дальнейшее увеличение параметра  $W_0$  показало, что изменение коэффициента сопротивления приобретает асимптотический характер (для эллипсоидного пятна при  $f = 2.5$  и  $W_0 = 500$  имеет место  $C/C_0 \approx 0.28$ ).

Размеры теплового пятна и параметр  $W_0$  определяют также величину амплитуды пульсаций давления в полости. Можно видеть (рис. 1, кривые 2–5), что переход от сферического пятна (кривая 2) к эллипсоидному (кривая 3) при одинаковом параметре  $W_0 = 20$  приводит к более существенному затуханию амплитуды пульсаций давления в полости. При значении параметра  $W_0 = 40$  для эллипсоидного пятна (кривая 4) наблюдается минимальная амплитуда пульсаций давления в квазипериодическом состоянии. Дальнейшее увеличение параметра  $W_0$  (кривая 5) при более резком характере затухания пульсаций давления приводит к некоторому увеличению амплитуды пульсаций давления в квазипериодическом состоянии.

Полученные результаты позволяют рассматривать использование пульсирующего источника тепловыделения как эффективный способ воздействия на процесс пульсаций при обтекании тел с выемкой.

## Список литературы

- [1] Третьяков П.К., Грачев Г.П., Иванченко А.И. и др. // ДАН. 1994. Т. 336. № 4. С. 466–467.
- [2] Третьяков П.К., Гаранин Г.П., Грачев Г.Н. и др. // ДАН. 1996. Т. 351. № 3. С. 339–340.
- [3] Adegren R.G., Elliot G.S., Knight D.D. et al. // AIAA Paper. 2001. N 2001–0885.
- [4] Гуверинок С.В., Самойлов А.Б. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. В. 9. С. 1–8.
- [5] Chakravarthy S.R., Osher S.A. // AIAA Paper. 1985. N 85–0363.
- [6] Chakravarthy S.R. // AIAA Paper. 1986. N 86–0243.
- [7] Георгиевский П.Ю., Левин В.А. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 8. С. 684–687.
- [8] Антонов А.Н., Шалаев С.П. // Изв. АН СССР. МЖТ. 1979. № 5. С. 180–183.
- [9] Laodon D.W., Schneider S.P., Schmisser J.D. // J. of Spacecraft and Rockets. 1998. V. 35. N 5. P. 626–632.
- [10] Базыма Л.А. // ПМТФ. 1995. Т. 36. № 3. С. 69–73.
- [11] Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я. и др. Численное решение многомерных задач в газовой динамике. М.: Наука, 1976. 321 с.