

С. М. Аульченко¹, В. П. Замураев^{1,2}, А. П. Калинина^{1,2}¹ Институт теоретической и прикладной механики
им. С. А. Христиановича СО РАН
ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия² Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

E-mail: zamuraev@itam.nsc.ru

УПРАВЛЕНИЕ ОБТЕКАНИЕМ ЭЛЕМЕНТОВ ЛЕТАТЕЛЬНОГО АППАРАТА С ПОМОЩЬЮ ВНЕШНЕГО ПОДВОДА ЭНЕРГИИ

Изучено влияние импульсно-периодического подвода энергии на трансзвуковые режимы обтекания тела вращения при различных моделях источника. Показана возможность значительной перестройки течения, что может служить основой для эффективного управления обтеканием как в целом летательного аппарата, так и его элементов.

Ключевые слова: трансзвуковое течение, вращающееся тело, импульсный подвод энергии, уравнения Эйлера.

Введение

Исследования активного внешнего энергетического воздействия на обтекание тел проводятся в широком диапазоне скоростей полета (см., например, [1–7]). Они связаны с поиском способов эффективного управления газодинамическими течениями, определяющими аэродинамические характеристики ракетных и авиационных систем. В случае вращающихся тел речь идет о существенно сверхзвуковом течении. В трансзвуковом диапазоне изучалось управление обтеканием крыловых профилей. В данной работе рассматриваются трансзвуковые режимы обтекания вращающегося тела для числа Маха набегающего потока 0,95 (параметры полета для самолета А-380) при использовании моделей с мгновенным объемным энергокладом, с мгновенным массовым энергокладом и модели, в которой подвод энергии эквивалентен тепловыделению при сгорании водорода в потоке воздуха, обтекающего тело.

Постановка задачи

В качестве математической модели течения используется система нестационарных

уравнений газовой динамики для осесимметричного обтекания тела с учетом внешнего подвода энергии

$$\begin{aligned}\partial U / \partial t + \partial F / \partial x + \partial G / \partial r &= -Q, \\ U &= (\rho, \rho u, \rho v, e), \\ F &= (\rho u, p + \rho u^2, \rho uv, u(p + e)), \\ G &= (\rho v, \rho uv, p + \rho v^2, v(p + e)), \\ Q &= (-\rho v / r, -\rho uv / r, -\rho v^2 / r, -v(p + e) / r + q).\end{aligned}$$

Здесь x, r – цилиндрические координаты, отнесенные к длине b тела (координата x направлена вдоль оси обтекаемого тела и отсчитывается от его носка); время t отнесено к b/a_0 , компоненты скорости газа u, v и скорость звука a – к a_0 , плотность ρ – к ρ_0 ; давление p и полная энергия единицы объема газа e обезразмерены параметром $c_0 a_0^2$; мощность q , подводимая к единице объема газа, отнесена к величине $c_0 a_0^3 / b$; p_0, a_0 – размерные давление и скорость звука в набегающем потоке; ρ_0 определяется из условия $p_0 = c_0 a_0^2$.

При импульсном периодическом подводе энергии величина q определяется выражением

$$q = \Delta e f(t),$$

где $f(t) = \sum_i \delta(t - i\Delta t)$; $\delta(t)$ – импульсная функция Дирака; Δt – период подвода энергии; Δe – энергия, подводимая к единице объема газа.

Для модели идеального газа с постоянным показателем адиабаты γ имеем

$$p = (\gamma - 1)(e - 0,5 \cdot \rho(u^2 + v^2)), \\ a^2 = T = \gamma p / \rho.$$

Система дифференциальных уравнений дополняется краевыми условиями на границах расчетной области (x, r) , представляющей собой прямоугольник с внутренней границей, соответствующей контуру рассматриваемого тела. На левой и верхней границах этой области ставятся условия невозмущенного потока, на правой границе – «мягкие» условия, на нижней границе перед телом и после него (ось симметрии) – условия симметрии, на контуре тела – условие непротекания.

Для численного решения сформулированной задачи используется конечно-объемная схема, уменьшающая полную вариацию. В рассматриваемой модели течения импульсный подвод энергии осуществляется мгновенно, при этом изменение плотности газа и его скорости не происходит, увеличивается плотность энергии газа e в зоне ее подвода на величину Δe (соответственно увеличиваются температура и давление газа). Численное интегрирование системы дифференциальных уравнений проводится в промежутках между моментами подвода энергии.

Энергия подводится в тонкой зоне, прилегающей к поверхности тела перед невозмущенным положением переднего замыкающего скачка уплотнения. Использовались три модели источника энерговыделения. В одной из них подводилась задаваемая полная мощность (подвод энергии пропорционален объему). Это модель источника с мгновенным объемным энерговыделением. При использовании этой модели задавалась средняя за период подводимая мощность ΔN , так что при энергоподводе увеличение плотности энергии

$$\Delta e = \Delta N \Delta t / \Delta S,$$

где ΔS – площадь зоны подвода энергии.

Во второй модели источника задавалась удельная мощность (подвод энергии пропорционален локальной плотности газа). Это модель источника с мгновенным массо-

вым энерговыделением. При использовании данной модели задавалась средняя за период удельная мощность N , в результате чего увеличение плотности энергии $\Delta e = \rho N \Delta t$.

В третьей модели величина подводимой мощности q (средней за период при периодическом ее подводе) определяется из сравнения с мощностью, выделяющейся при полном сгорании водорода. Это дает интегральное уравнение для нахождения q

$$\int_t^{t+\Delta t} dt \int_{x_1}^{x_2} \int_0^{r_0(x)} q dr dx = \int_0^{r_0(x_1)} \rho u dr \frac{1}{a} Q \Delta t,$$

где Δt – период; x_1 и x_2 – границы зоны энергоподвода по x (левая и правая соответственно), $r_0(x)$ – верхняя граница зоны по r (она же – толщина зоны); ρ и u – параметры потока на входе в зону энергоподвода; a – коэффициент избытка воздуха. Величина $Q = Hu/a_0^2$ (Hu – калорийность водорода) зависит от числа Маха M_∞ полета. Эта величина задается.

Достижение периодического решения устанавливается по среднему значению коэффициента сопротивления профиля C_x .

Результаты расчета

Расчеты проводились для вращающегося тела при обтекании его потоком с числом Маха $M_\infty = 0,95$ под углом атаки $\alpha = 0$. Отношение диаметра тела к длине составляет 14 %. Длина передней (носовой) части «оживального» типа составляет 15 %, длина средней цилиндрической части – 40 %, задняя (хвостовая) часть представляет собой конус.

Использование первой модели источника оправдано, если в пределах зоны энергоподвода состояние газа однородное. В противном случае необходима другая модель источника. Использование, например, второй модели позволяет избежать неприятной ситуации, когда энергия должна подводиться в вакуум, который может возникнуть из-за разлета газа после предыдущего подвода энергии. Эти модели применялись при транзвуковом обтекании крыловых профилей [7].

В таблице приведены значения подводимой мощности и коэффициента сопротивления рассматриваемого осесимметричного тела для трех перечисленных моделей энергоисточника. Подвод энергии осуществлялся с периодом $\Delta t = 0,05$ в зоне с координа-

Параметры моделей энергоисточника

Модель источника	Задаваемые величины	ΔN	C_x
Равномерный подвод ΔN в объем	$\Delta N = 0,02$	0,02	0,0877
Подвод, пропорциональный плотности	$N = 588$	0,02004	0,0877
Подвод, эквивалентный горению водорода	$Q/a = 19,54$	0,01998	0,0980

тами $x = 0,2351 \div 0,2680$ (на цилиндрической части поверхности тела, где невозмущенный энергоподводом поток – сверхзвуковой). Приведенные значения полной подводимой мощности ΔN и коэффициента сопротивления C_x получены в результате осреднения по интервалу времени, кратному периоду. При использовании третьей модели источника считалось, что полет происходит на высоте 10 км, и, следовательно, $Q = 40,37$; коэффициент избытка воздуха полагался равным $a = 2,07$.

Как видно из таблицы, при использовании первых двух моделей близким значениям подводимой мощности отвечают практически одинаковые значения коэффициента волнового сопротивления профиля. Значение соответствующего коэффициента в случае применения третьей модели оказалось несколько больше, чем даже при отсутствии энергоподвода, когда оно равно $C_x = 0,0973$.

На рис. 1 приведены распределение коэффициента давления по контуру тела для второй модели энергоисточника при подводимой мощности $\Delta N = 0,02$ (сплошная линия) для момента времени непосредственно перед очередным подводом энергии и для сравнения распределение аналогичного коэффициента при отсутствии энергоподвода (штриховая линия). Видно, что хотя замыкающий скачок уплотнения сместился вверх по потоку, но остался над цилиндрической частью тела. Это его смещение не сказалось непосредственно на сопротивлении тела, но вызвало заметное изменение распределения давления на задней части тела, что и привело к некоторому уменьшению волнового сопротивления тела. Для первой модели распределение коэффициента давления при той же мощности источника энергии совпало с приведенным распределением коэффициента для второй модели. Для третьей модели оно также весьма близко.

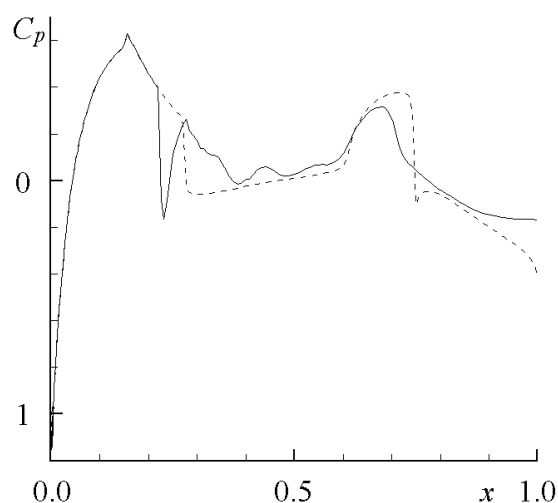


Рис. 1. Распределение коэффициента давления по контуру тела при подводимой мощности $\Delta N = 0,02$. Сплошная линия – вторая модель энергоисточника, штриховая линия – в отсутствие энергоподвода

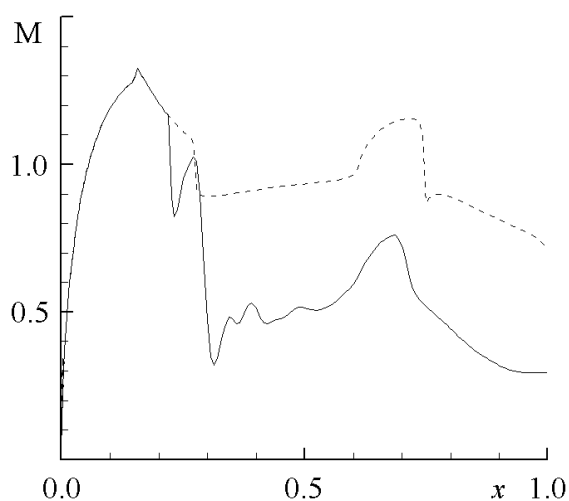


Рис. 2. Распределение числа Маха по контуру тела при подводимой мощности $\Delta N = 0,02$. Сплошная линия – при подводе энергии, штриховая линия – в отсутствие энергоподвода

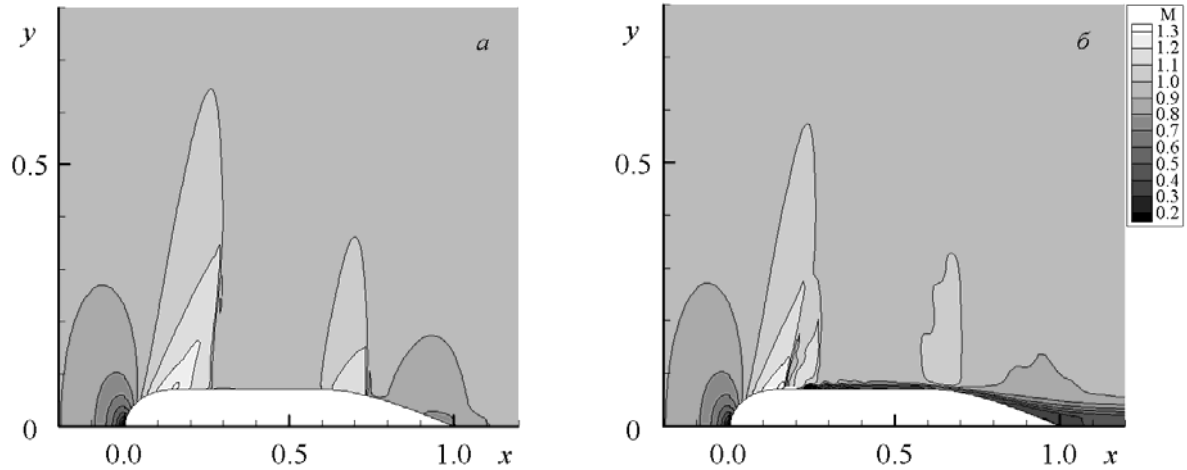


Рис. 3. Поле чисел Маха при отсутствии подвода энергии (а) и при подводимой мощности $\Delta N = 0,02$ (б)

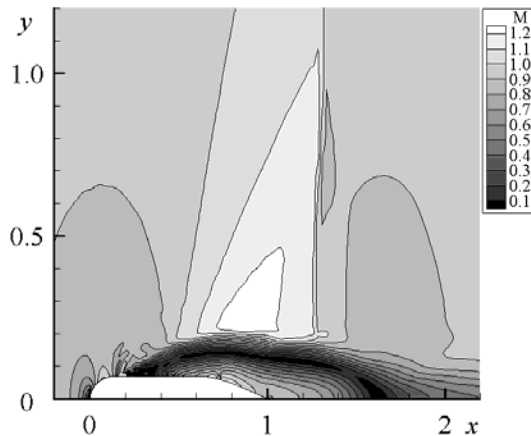


Рис. 4. Поле чисел Маха при подводимой мощности $\Delta N = 0,1$

Значительное изменение в результате подвода энергии наблюдается в распределении числа Маха по контуру тела (рис. 2). Все три модели для указанных в таблице параметров дали практически совпадающие кривые (сплошные линии). Штриховая линия описывает распределение числа Маха при отсутствии подвода энергии. Передний замыкающий скачок расщепился на два. Они оба по-прежнему располагаются над цилиндрической частью тела. Течение на цилиндрическом участке поверхности тела за передним замыкающим скачком становится существенно дозвуковым. Скачок уплотнения, замыкающий сверхзвуковую зону на кормовой части тела, становится висячим.

Такая перестройка течения связана с возникновением следа низкой плотности за зоной энергоподвода. Наличие этого следа можно видеть на рис. 3, на котором показано поле чисел Маха в отсутствие подвода энергии (рис. 3, а) и при подводе энергии по первой модели в зоне с координатами $0,1755 \div 0,2043$ при $\Delta N = 0,02$, $\Delta t = 0,05$ (рис. 3, б). В данном варианте волновое сопротивление еще меньше: $C_x = 0,0856$. Указанный след наблюдается и в вариантах, представленных в таблице.

При увеличении подводимой мощности до $\Delta N = 0,1$ передняя сверхзвуковая зона практически исчезает (рис. 4), толщина следа низкой плотности резко увеличивается, над следом имеется сверхзвуковая зона, в следе существует вихрь. Волновое сопротивление тела также резко возрастает. Это свидетельствует о значительной чувствительности структуры трансзвукового обтекания тела и его волнового сопротивления от параметров энергоисточника (положение, мощность и др.).

Заключение

Таким образом, установлена возможность значительной перестройки трансзвукового обтекания вращающегося тела при внешнем подводе энергии. Слабая зависимость структуры течения и интегральных характеристик от типа источника энергии предоставляет свободу выбора при их использовании. Значительное уменьшение чис-

ла Маха потока за первым замыкающим скачком может благоприятно сказаться на взаимодействии этого потока с элементами летательного аппарата, примыкающими к фюзеляжу.

Список литературы

1. *Georgievsky P. Yu., Levin V. A., Sutyryn O. G.* Instability of Front Separation Regions Initiated by Upstream Energy Deposition // Abstr. of the Intern. Conf. on the Methods of aerophys. Res. Novosibirsk, 30 June – 6 July 2008. Novosibirsk: Publ. House «Parallel», 2008. Pt 2. P. 161–162.
2. *Zheltonov A. A., Pimonov E. A.* Numerical Research of Supersonic Flows Features in Conditions of Localized Energy Deposition and Verification of Calculations // Proc. of the Intern. Conf. on the Methods of aerophys. Res. Novosibirsk. 5–10 February 2007. Novosibirsk: Publ. House «Parallel», 2007. Pt 1. P. 236–245.
3. *Аульченко С. М., Замураев В. П., Калинина А. П.* Нелинейные эффекты взаимодействия импульсного периодического подвода энергии и ударно-волновой структуры при

трансзвуковом обтекании крыловых профилей // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32, вып. 1. С. 6–11.

4. *Аульченко С. М., Замураев В. П., Калинина А. П.* Влияние несимметричного импульсного периодического подвода энергии на аэродинамические характеристики крыловых профилей // ПМТФ. 2007. Т. 48, № 6. С. 70–76.

5. *Стародубцев М. А.* Управление трансзвуковым обтеканием аэродинамического профиля с помощью теплоподвода // Учен. зап. Центр. Аэрогидродинам. ин-та. 2007. Т. 38, № 1/2. С. 36–40.

6. *Аульченко С. М., Замураев В. П., Калинина А. П.* Аэродинамические характеристики скоростных профилей при подводе энергии // ПМТФ. 2009. Т. 50, № 5. С. 36–45.

7. *Аульченко С. М., Замураев В. П., Калинина А. П.* Управление трансзвуковым потоком с помощью энергетического локального воздействия // ЖТФ. 2011. Т. 81, вып. 11. С. 13–22.

Материал поступил в редколлегию 08.02.2012

S. M. Aulchenko, V. P. Zamuraev, A. P. Kalinina

CONTROLLING OF THE STREAMLINE OF ELEMENTS OF THE AIRPLANE BY MEANS OF THE EXTERNAL ENERGY SUPPLY

The studies of acting of pulsed-periodic energy supply on the transonic flow regimes of streamline of the body of revolution were performed for different models of the energy source. The possibility of a significant restructuring of the flow, which can serve as a basis for effective control of streamline of as a whole aircraft and its components was demonstrated.

Keywords: transonic flow, the body of revolution, pulse energy supply, the Euler equations.