

УДК 532.517

© 2003 г. М. Н. КОГАН, М. А. СТАРОДУБЦЕВ

УМЕНЬШЕНИЕ ПИКОВЫХ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ ПУТЕМ ПОДВОДА ТЕПЛА В НАБЕГАЮЩИЙ ПОТОК

Рассмотрено сверхзвуковое обтекание затупленного тела при наличии падающей на него косяной ударной волны. Показано, что путем подвода тепла в набегающий поток можно значительно уменьшить возникающие в таких случаях локальные пики тепловых потоков на теле. Суммарный тепловой поток на тело при этом увеличивается лишь на малую долю от подводимого в поток тепла.

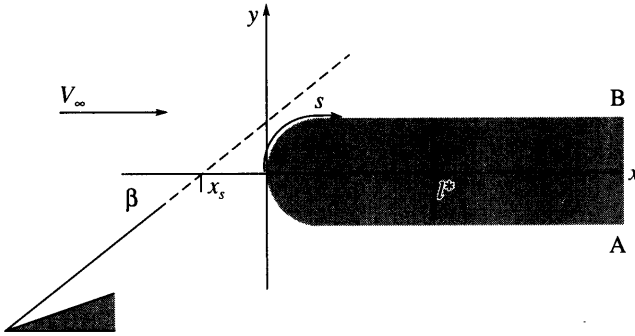
Ключевые слова: сверхзвуковые течения, вязкий газ, тепловыделение в потоке, теплообмен, взаимодействие скачков уплотнения.

На протяжении своей столетней истории совершенствование внешней аэродинамики летательных аппаратов осуществляется главным образом путем изменения формы поверхности. Фундаментальные исследования влияния формы обтекаемых тел на их аэродинамические характеристики позволили создать обширный арсенал практических средств, обеспечивших высокое аэродинамическое совершенство современных летательных аппаратов. Однако дальнейший прогресс идет все медленнее и требует все больших усилий и затрат. Поэтому все большее внимание уделяется поиску альтернативных методов управления течениями. Одним из возможных управляющих воздействий является подвод тепла в поток газа. В [1], например, изменение эффективной формы обтекаемого тела с помощью теплоподвода рассматривается не только как средство уменьшения сопротивления, но и как средство борьбы со звуковым ударом.

К настоящему времени теоретически и экспериментально продемонстрирована возможность существенного уменьшения сопротивления путем энергоподвода в набегающий поток в некоторой области перед телом [2–5], где источник тепла создает нагретый след с пониженной плотностью. Скорость и давление потока изменяются незначительно, так что числа Маха в следе меньше, чем в набегающем потоке. Если все обтекаемое тело находится в следе, то его сопротивление уменьшается из-за уменьшения скоростного напора.

Однако простые оценки и многочисленные расчеты [3, 5] показывают энергетическую неэффективность такого подхода (энергия, которую нужно вложить в источник тепла, оказывается больше экономии энергии, идущей на преодоление сопротивления). Эти оценки показывают, что энергетически выгодное уменьшение сопротивления можно получить, если источник тепла представляет собой "тепловую иглу". Наличие небольшого источника тепла на линии тока, идущей в критическую точку тела, уменьшает давление в этой точке, что, при достаточной интенсивности источника тепла, приводит к образованию зоны медленного течения или отрывной застойной области перед телом, заменяющей собой физическую иглу перед телом, которая, как уже давно известно, при сверхзвуковых скоростях набегающего потока уменьшает сопротивление. Высокая энергетическая эффективность достигается для плохо обтекаемых тел (например: цилиндр, сфера и т.п.). Для хорошо обтекаемых тел практическая организация энергоэффективного уменьшения сопротивления значительно сложнее и более проблематична.

Увеличение вкладываемой энергии в источник ведет к уменьшению сопротивления. В то же время рост интенсивности источника тепла приводит к нагреву обтекаемого тела [3, 6]. Поэтому одновременно с оптимизацией подвода тепла в набегающий



Фиг. 1. Схема обтекания тела

поток для изменения аэродинамических характеристик обтекаемого тела как целого представляется целесообразным изучение возможностей этого метода по снижению локальных пиков тепловых потоков. Вообще задача отыскания оптимальных методов управления течениями состоит в нахождении таких областей и свойств движения жидкости, применение к которым тех или иных управляющих воздействий ведет к максимальной перестройке картины обтекания и аэродинамических характеристик в желаемом направлении. К числу таких "чувствительных" свойств течений относятся, например, его устойчивость, бифуркации, смена режимов и т.д. Так, например, в пограничном слое охлаждение обтекаемой стенки или соответствующий подвод тепла в пограничный слой вблизи передней кромки ведет к увеличению устойчивости слоя и затягиванию перехода к турбулентному режиму [7, 8].

В настоящей работе рассмотрена возможность уменьшения пиковых тепловых нагрузок на локальных участках обтекаемого тела с помощью подвода тепла в набегающий поток для течений, в которых имеется несколько режимов обтекания тела.

1. Постановка задачи. Рассматривается сверхзвуковое обтекание плоского тела при падении на него косой ударной волны (фиг. 1). В таком течении происходит взаимодействие ударной волны перед телом с падающей косой волной. Особенности течений, возникающих при пересечении ударных волн между собой, изложены, например, в [9–11]. Рассматриваемой задаче посвящено множество теоретических и экспериментальных работ [11–15]. В упомянутых и других работах теоретически и экспериментально показано, что при определенной геометрии пересечения косого скачка и ударной волны перед тупым телом образуется струйка тока, проходящая через последовательность косых скачков (случаи III и IV по классификации Эдни [13]; эту классификацию можно найти также в [14, 15]). В этой струйке тока потери полного давления значительно меньше, чем в окружающих ее трубках тока. Благодаря этому вблизи точки торможения этой струйки на поверхности тела возникают пик давления и резкий отрицательный градиент давления, а следовательно, тонкий пограничный слой с большими градиентами параметров поперек слоя. Так как в скачках температура торможения сохраняется, то при температуре поверхности $T_w \ll T_0$, где T_0 – температура торможения, возникает острый максимум теплопередачи. В настоящей работе исследуется возможность уменьшения этого пика теплового потока путем подвода тепла в набегающий поток.

Исследование течения проведено путем решения полных уравнений Навье – Стокса с дополнительным членом в уравнении энергии, моделирующим вложенную в поток тепловую энергию,

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} + I = 0 \quad (1.1)$$

$$\mathbf{Q} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{bmatrix}, \quad \mathbf{I} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ q \end{bmatrix}, \quad \mathbf{E} = \begin{bmatrix} \rho u^2 + p + \frac{\mu}{\text{Re}_\infty} \left(\frac{2}{3} \text{div} \mathbf{V} - \tau_{11} \right) \\ \rho u v - \frac{\mu}{\text{Re}_\infty} \tau_{12} \\ \rho u H + \frac{\mu}{\text{Re}_\infty} \left(\frac{2}{3} u \text{div} \mathbf{V} - u \tau_{11} - v \tau_{12} - \frac{1}{\text{Pr}(\gamma - 1) M_\infty^2} \frac{\partial T}{\partial x} \right) \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{G} = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho u v - \frac{\mu}{\text{Re}_\infty} \tau_{12} \\ \rho v^2 + p + \frac{\mu}{\text{Re}_\infty} \left(\frac{2}{3} \text{div} \mathbf{V} - \tau_{22} \right) \\ \rho v H + \frac{\mu}{\text{Re}_\infty} \left(\frac{2}{3} v \text{div} \mathbf{V} - u \tau_{12} - v \tau_{22} - \frac{1}{\text{Pr}(\gamma - 1) M_\infty^2} \frac{\partial T}{\partial y} \right) \end{bmatrix}$$

$$e = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{\rho V^2}{2}, \quad H = \frac{T}{(\gamma - 1) M_\infty^2} + \frac{V^2}{2}, \quad \tau_{11} = 2 \frac{\partial u}{\partial x}$$

$$\tau_{12} = \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}, \quad \tau_{22} = 2 \frac{\partial v}{\partial y}$$

$$p = \frac{\rho T}{\gamma M_\infty^2} \tag{1.2}$$

Здесь и далее используются безразмерные величины: $p^* = p \rho_\infty^* V_\infty^{*2}$, $\rho^* = \rho \rho_\infty^*$, $T^* = T T_\infty^*$, $\mu^* = \mu \mu_\infty^*$, $u^* = u V_\infty^*$, $v^* = v V_\infty^*$, $x^* = x l^*$, $y^* = y l^*$, $X^* = \frac{1}{2} C_x \rho_\infty^* V_\infty^{*2} l^{*2}$, $Y^* = \frac{1}{2} C_y \rho_\infty^* V_\infty^{*2} l^{*2}$, $q^* = q \rho_\infty^* V_\infty^{*3} l^*$, $Q^* = Q \rho_\infty^* V_\infty^{*3} l^{*2}$, $W^* = W \rho_\infty^* V_\infty^{*3}$, $W_t^* = W_t \rho_\infty^* V_\infty^{*3} l^{*2}$, где p^* , ρ^* , T^* , μ^* – давление, плотность, температура и коэффициент вязкости, u^* и v^* – компоненты скорости, C_x и C_y – коэффициенты сопротивления и подъемной силы тела, e^* – внутренняя энергия единицы объема газа, q^* – тепло, выделяемое в единицу времени в единице объема, Q^* – полная энергия, выделяемая в источнике, W^* – поток тепла на единицу поверхности обтекаемого тела, W_t^* – общий поток тепла на поверхность тела AOB (фиг. 1), l^* – толщина пластины, γ – отношение удельных теплоемкостей, $\text{Re}_\infty = \rho_\infty^* V_\infty^* l^* / \mu_\infty^*$.

Коэффициент вязкости $\mu^* = \mu_\infty^* [T^*/T_\infty^*]^\omega$, где $\omega = 0.7$. Число Прандтля $\text{Pr} = 0.7$. Источник тепла представлялся распределением Гаусса $q = q_s \exp[-(r - r_0)^2 / R_s^2]$, где r_0 – радиус-вектор центра источника тепла, R_s – его эффективный радиус.

Рассмотрены два варианта граничных условий на поверхности тела: 1) температура поверхности тела T_w задана и 2) тепло, передаваемое от потока телу, сбрасывается излучением (равновесно излучающая поверхность).

Первый случай встречается, например, в экспериментах по определению коэффициентов теплопередачи в аэродинамических трубах кратковременного действия, ког-

да температура обтекаемого тела практически не успевает измениться за время измерений. Во втором случае все поступающее тепло сбрасывается излучением по закону Стефана – Больцмана

$$\lambda^* \frac{\partial T^*}{\partial n^*} \Big|_w = \epsilon \sigma^* (T_w^{*4} - T_\infty^{*4})$$

В безразмерной форме это граничное условие имеет вид

$$\frac{\partial T}{\partial n} \Big|_w - A \frac{T_w^4 - 1}{T_w^\omega} = 0, \quad A = \frac{(\gamma - 1) \text{RePr} \epsilon \sigma^* T_\infty^{*4}}{\gamma P_\infty^* M_\infty \sqrt{\gamma R T_\infty^*}} \quad (1.3)$$

Здесь σ^* – постоянная Стефана – Больцмана, ϵ – степень черноты поверхности, R – газовая постоянная, λ^* – коэффициент теплопроводности.

Для решения поставленной задачи использовался вычислительный алгоритм, описанный в [16]. Число ячеек расчетной сетки равнялось 201×101 .

Приведенные ниже результаты получены при числе Рейнольдса $\text{Re}_\infty = 3 \cdot 10^5$ для ламинарного обтекания.

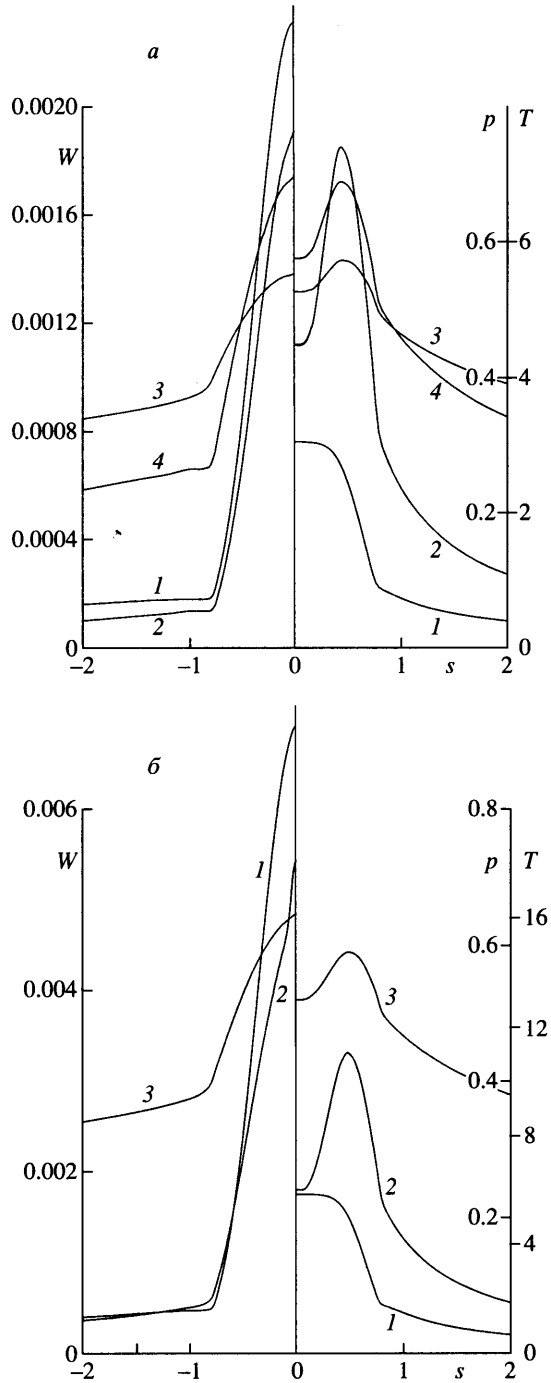
2. Обтекание тела равномерным потоком. Рассмотрим, прежде всего, влияние подвода тепла на характер обтекания рассматриваемого тела в отсутствие падающего косоуго скачка. Для представления результатов тепловых расчетов будем использовать безразмерный поток тепла W (при заданной температуре поверхности) и число Стантона

$$\text{St} = \frac{\lambda^* \partial T^* / \partial n^*}{\rho_\infty^* V_\infty^* C_p^* (T_w^* - T_\infty^*)} \quad (2.1)$$

На фиг. 2 показаны распределения по поверхности тела давления, теплового потока и температуры (последнее для равновесно излучающей поверхности) в свободно набегающем потоке (слева) и при наличии источника тепла (справа) при $T_w = 4.34$, $q_s = 2$, $Q = 0.0628$, $R_s = 0.1$, $M_\infty = 6$ (а) и 16 (б). Источник располагается на оси симметрии тела на расстоянии $x_s = -1.81$.

Как уже отмечалось, плотность и число Маха вниз по потоку за источником тепла снижаются и это приводит к снижению давления торможения вблизи точки затупления тела. Этот факт отчетливо виден на фиг. 2. При этом граничное условие теплообмена на поверхности тела слабо влияет на распределение давления. Так как вблизи критической точки тела температура потока на внешней границе пограничного слоя близка к температуре торможения, а градиенты давления вдоль поверхности тела определяют толщину пограничного слоя, а следовательно, и градиенты параметров поперек пограничного слоя, то, как это видно из фиг. 2, распределение тепловых потоков по поверхности тела следует за распределением градиента давления.

Как следует из оценок [5], эффективность использования подвода тепла перед телом возрастает с увеличением числа Маха. Так, на поверхности с заданной температурой при $M_\infty = 6$ значительное падение теплового потока в критической точке (приблизительно в 1.7 раза) в известной степени компенсируется возникновением двух пиков теплового потока, близких к исходному, на одинаковых расстояниях от передней кромки тела. Эти пики возникают вблизи точек присоединения потока, обтекающего область отрыва около передней кромки тела. Для $M_\infty = 16$, при падении теплового потока в критической точке в 2.9 раза, максимальный тепловой поток остается в 1.6 раза меньше исходного пика в отсутствие источника. Наличие максимумов теплового потока на некотором расстоянии от критической точки хорошо коррелирует с соответствующим градиентом давления вдоль поверхности. Таким образом, наличие источни-



Фиг. 2. Распределение параметров по поверхности тела при $M_\infty = 6$ (а) и 16 (б): 1 – давление p , 2 – тепловой поток W (при $T_w = 4.34$), 3 – температура равновесно излучающей поверхности T , 4 – та же температура, полученная пересчетом результатов для $T_w = \text{const}$ с помощью числа Стантона. Слева – обтекание тела равномерном потоком, справа – при наличии источника тепла

ка тепла перед телом в случае заданной температуры поверхности тела позволяет эффективно управлять локальным теплоподводом.

Однако введение дополнительной тепловой энергии в набегающий поток при использованных в настоящих расчетах параметрах источника увеличивает суммарный поток тепла к поверхности тела (с $W_i = 0.001959$ до 0.003477 при $M_\infty = 6$ и с $W_i = 0.005819$ до 0.006628 при $M_\infty = 16$). Заметим, что параметры источника не оптимизировались и принятая величина введенной в поток энергии $Q = 0.0628$ много больше суммарного теплового потока к телу в отсутствие источника. При этом только малая доля этого тепла идет на нагрев тела. Основная же часть подводимой в поток энергии идет на перестройку течения и уносится потоком.

Для того чтобы характеризовать величину выделенной в источнике энергии, можно сравнить ее с энергией, затрачиваемой на преодоление сопротивления, введя коэффициент

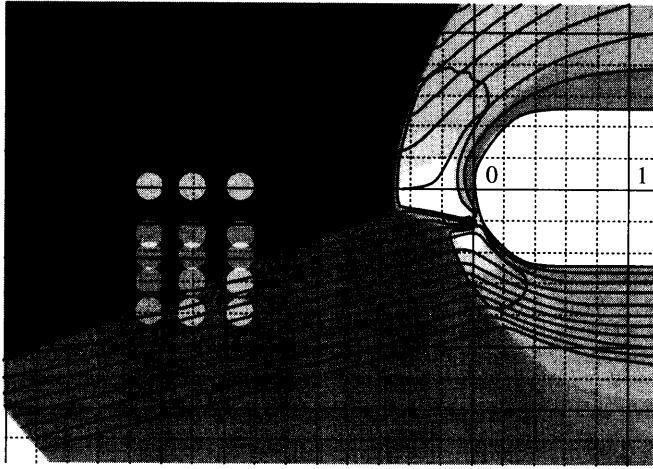
$$K = \frac{X_s^* V_\infty^* + Q^*}{X^* V_\infty^*} = \frac{C_{xs} + 2Q}{C_x} \quad (2.2)$$

где X и C_x с индексом "s" соответствует сопротивлению тела при наличии источника, а те же величины без индекса – случаю без источника. Величина $K = 0.536$ и 0.451 при $M_\infty = 6$ и 16 соответственно. Увеличение энергозатрат для создания источника компенсируется уменьшением сопротивления тела при наличии источника: $C_{xs} = 0.568$, $C_x = 1.294$ при $M_\infty = 6$ и $C_{xs} = 0.445$, $C_x = 1.265$ при $M_\infty = 16$. Отметим, что энергия, затрачиваемая для создания источника, зависит от способа его реализации, который здесь не рассматривается.

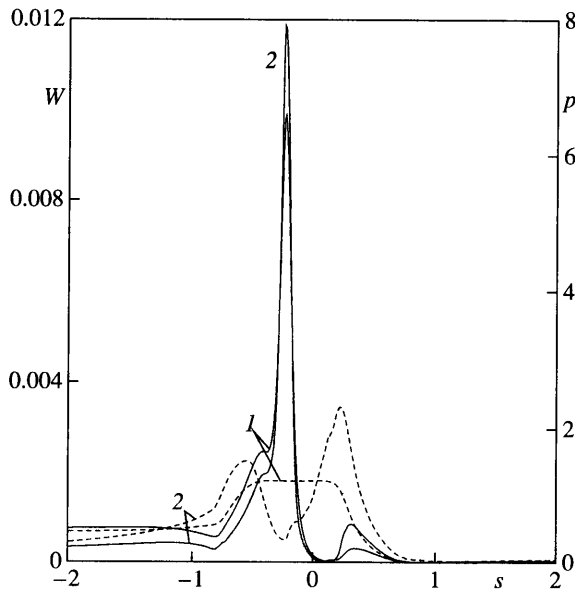
В случае равномерно излучающей поверхности, введение источника тепла эффективно меняет распределение давления и уменьшает сопротивление тела, однако возможность управления температурой существенно зависит от параметра A . В случае $A = 4.38$ на фиг. 2 сброс тепла в основном создается за счет увеличения температуры поверхности. Но рост температуры поверхности уменьшает и тепловые потоки к телу, так что возможности управления снижаются из-за уменьшения самой управляемой величины (при $\epsilon\sigma \rightarrow 0$, тепловой поток $W \rightarrow 0$, а $T_w \rightarrow T_r$, где T_r – адиабатическая температура).

Как отмечалось выше, исследования теплопередачи в аэродинамических трубах проводятся при заданной вдоль поверхности тела температуре. Измеренные значения теплопередачи представляются в виде тех или иных локальных коэффициентов (Стантона, Нуссельта). Эти коэффициенты используются для определения теплопередачи или температуры тела при условиях, отличных от имевших место в эксперименте. Однако, как показано в [17], эта процедура может приводить к значительным ошибкам при наличии значительных градиентов параметров пограничного слоя вдоль поверхности тела. В рассматриваемых в настоящей работе течениях имеет место именно такая ситуация. Если использовать, например, число Стантона (2.1), полученное при $M_\infty = 6$, $T_w = 4.34$, и вычислить с его помощью температуру поверхности для случая с излучением (кривая 4 на фиг. 2, а), то отличие от истинной температуры (кривая 3 на фиг. 2, а) получается существенным. Именно поэтому здесь приводятся результаты для случаев заданной температуры поверхности и равновесно излучающей поверхности.

3. Обтекание тела при наличии падающей ударной волны. Как показано теоретически и подтверждено экспериментально [11–15], при наличии косога скачка пик теплового потока может почти на порядок превосходить тепловой поток в критической точке тела, обтекаемого однородным потоком, (особенно в режимах III и IV по классификации Эдни [13]). При заданном числе Маха косая ударная волна характеризуется углом наклона β и виртуальной точкой ее пересечения с осью симметрии тела x_s .



Фиг. 3. Картина чисел Маха и линий тока при $M_\infty = 6$. Замкнутыми линиями $M = 1$ выделены дозвуковые зоны



Фиг. 4. Распределения давления p (1) и тепловых потоков W (2) по поверхности тела при наличии косого скачка: сплошные кривые – без источника тепла, штриховые – с источником тепла ($x_s = -1.5$, $y_s = -0.6$)

В действительности косая волна не достигает оси симметрии тела, а пересекается с ударной волной перед телом, и различные режимы возникающего течения определяются именно этой точкой пересечения.

На фиг. 3 представлены поле числа Маха и линии тока, рассчитанные при $M_\infty = 6$, $\beta = 22.67^\circ$, $x_s = 0.22$. Эти параметры соответствуют IV режиму по классификации Эдди [13]. Расстояние между линиями тока соответствует равным расходам. Линиями $M = 1$ выделены области дозвукового течения. На фиг. 4 приведены распределения по по-

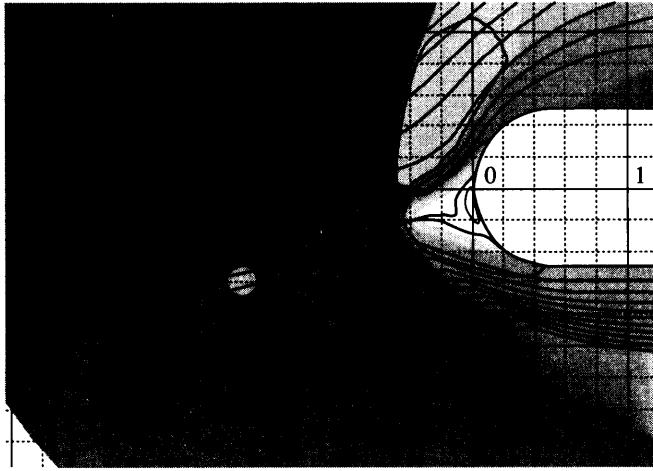
Таблица 1

x_s	Параметр	$y_s = -0.8$	$y_s = -0.6$	$y_s = -0.46$	$y_s = -0.3$	$y_s = 0$
-1.5	C_x	2.12	2.00	1.44	1.42	1.73
-1.5	C_y	2.47	2.06	1.83	2.23	3.23
-1.5	P_{\max}	6.65	1.22	1.32	2.15	4.68
-1.5	K	1.01	0.956	0.706	0.70	0.836
-1.5	W_{\max}	$14.48 \cdot 10^{-3}$	$3.46 \cdot 10^{-3}$	$5.08 \cdot 10^{-3}$	$5.64 \cdot 10^{-3}$	$10.32 \cdot 10^{-3}$
-1.5	W_t	$2.53 \cdot 10^{-3}$	$3.48 \cdot 10^{-3}$	$4.41 \cdot 10^{-3}$	$3.74 \cdot 10^{-3}$	$2.89 \cdot 10^{-3}$
-1.81	C_x	2.26	1.46	1.29	1.29	1.56
-1.81	C_y	2.30	1.68	1.82	2.14	3.18
-1.81	P_{\max}	2.19	0.90	1.22	1.90	4.44
-1.81	K	1.08	0.714	0.638	0.638	0.761
-1.81	W_{\max}	$3.58 \cdot 10^{-3}$	$3.99 \cdot 10^{-3}$	$4.789 \cdot 10^{-3}$	$6.01 \cdot 10^{-3}$	$9.95 \cdot 10^{-3}$
-1.81	W_t	$2.79 \cdot 10^{-3}$	$4.48 \cdot 10^{-3}$	$4.26 \cdot 10^{-3}$	$3.75 \cdot 10^{-3}$	$3.01 \cdot 10^{-3}$
-2.1	C_x	–	1.31	1.23	0.89	1.44
-2.1	C_y	–	1.67	1.82	2.12	3.09
-2.1	P_{\max}	–	0.88	1.17	1.66	3.96
-2.1	K	–	0.647	0.613	0.457	0.703
-2.1	W_{\max}	–	$4.02 \cdot 10^{-3}$	$4.35 \cdot 10^{-3}$	$5.461 \cdot 10^{-3}$	$9.02 \cdot 10^{-3}$
-2.1	W_t	–	$4.42 \cdot 10^{-3}$	$4.13 \cdot 10^{-3}$	$3.77 \cdot 10^{-3}$	$3.10 \cdot 10^{-3}$

верхности давления и тепловых потоков при $T_w = 4.34$. Благодаря тому, что линии тока, близкие к точке пересечения головного и косога скачка, проходят через систему косых скачков, давление в критической точке возрастает в несколько раз ($p_{\max} = 0.927$ для течения без косога скачка и 6.587 со скачком). При этом критическая точка теперь не находится в передней точке тела, а смещена вниз. Как и в случае однородного набегающего потока, распределение тепловых потоков отслеживает градиент давления и пик тепловых потоков также возрастает в несколько раз ($W_{\max} = 0.00196$ без скачка и 0.0119 со скачком). Следует отметить, что положение головного скачка значительно отличается от его положения при обтекании тела однородным потоком. Изменение положения головного скачка при варьировании параметров падающей косога ударной волны затрудняет отыскание оптимального места для подвода тепла в набегающий поток.

Для демонстрации возможности уменьшения пиков давления и тепловых потоков проведены расчеты с источником тепла с теми же параметрами q_s, Q, R_s , что и при исследовании влияния подвода тепла на обтекание тела однородным потоком в предыдущем разделе. Изучены течения с различными положениями источника тепла, указанными на фиг. 3 кружками. Значения пиков давления p_{\max} и тепловых потоков W_{\max} , суммарного потока тепла на тело $W_t(T_w = \text{const} = 4.34)$, $T_{w\max}$ (равновесно излучающая поверхность), коэффициентов сопротивления C_x , подъемной силы C_y и коэффициента энергетической эффективности подвода тепла в набегающий поток K приведены в табл. 1 и 2.

Для течения с координатами источника $x_s = -1.5, y_s = -0.6$ распределения давления и тепловых потоков вдоль поверхности тела представлены на фиг. 4. На фиг. 5 изображены поле числа M , линии тока и выделены области дозвукового течения. Так как между линиями тока проходят равные расходы газа, то отчетливо видно разрежение потока за источником, расположенным вниз по потоку от косога скачка. Торможение потока в ударной волне перед источником оттесняет поток вверх так, что струйка тока с системой косых скачков проходит мимо тела (темная полоса на фиг. 5) и течение соответствует режиму V по классификации [13]. Пик давления и с ним пик тепловых



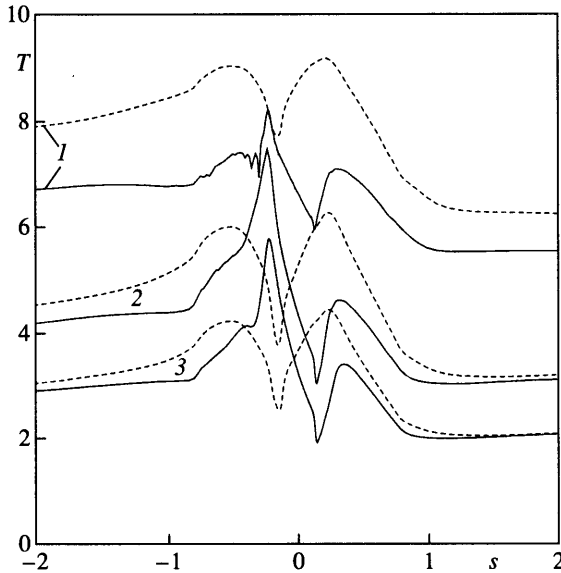
Фиг. 5. Картина чисел Маха и линий тока при $M_\infty = 6$, $T_w = 4.34$, $x_s = -1.5$, $y_s = -0.6$

потоков резко снижаются. Перед телом образуется отрывная зона, и максимумы тепловых потоков возникают вблизи точек присоединения к телу потока, обтекающего зону отрыва.

На фиг. 6 приведены распределения температуры поверхности тела для случая полного сброса теплового потока излучением. Кривые 1–3 получены при $A = 0.178$, 4.38 и 26.32. Если при $A = 4.38$ и 26.32 подвод тепла позволяет снизить максимум температуры, то при $A = 0.178$ температура поверхности становится выше, чем для случая без подвода тепла в набегающий поток. При всех значениях A в тех местах, где в отсутствие источника находился пик температуры, имеется минимум, а два максимума температуры смещаются к точкам присоединения потока, обтекающего отрывную область в передней части тела. Параметр A в формуле (1.3), характеризующий интенсивность излучения при данной температуре поверхности, зависит от многих величин. Изменением его (например, понижением давления набегающего потока) можно увеличить влияние излучения на температуру поверхности. Значения максимумов температуры для других положений источника приведены в таблице 2.

Таблица 2

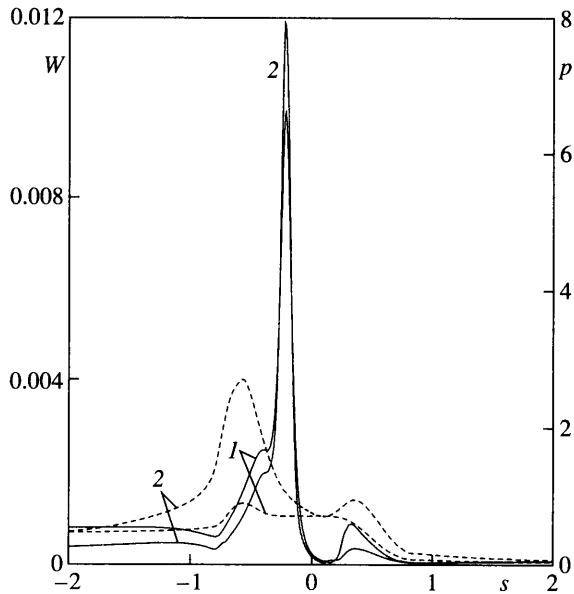
x_s	Параметр	$y_s = -0.8$	$y_s = -0.6$	$y_s = -0.46$	$y_s = -0.3$	$y_s = 0$
-1.5	C_x	2.11	2.01	1.44	1.42	1.73
-1.5	C_y	2.47	2.06	1.83	2.23	3.23
-1.5	P_{\max}	6.94	1.23	1.31	2.15	4.68
-1.5	K	1.009	0.956	0.705	0.697	0.836
-1.5	T_{\max}	7.52	6.33	6.85	6.84	7.24
-1.81	C_x	2.27	1.46	1.29	1.29	1.56
-1.81	C_y	2.30	1.68	1.83	2.15	3.18
-1.81	P_{\max}	2.20	0.90	1.23	1.90	4.45
-1.81	K	1.079	0.714	0.639	0.636	0.761
-1.81	T_{\max}	6.34	6.65	7.02	6.79	7.22
-2.1	C_x	–	1.31	1.23	0.89	1.47
-2.1	C_y	–	1.67	1.83	2.12	3.09
-2.1	P_{\max}	–	0.88	1.17	1.66	4.11
-2.1	K	–	0.648	0.613	0.458	0.719
-2.1	T_{\max}	–	6.64	6.72	6.86	7.91



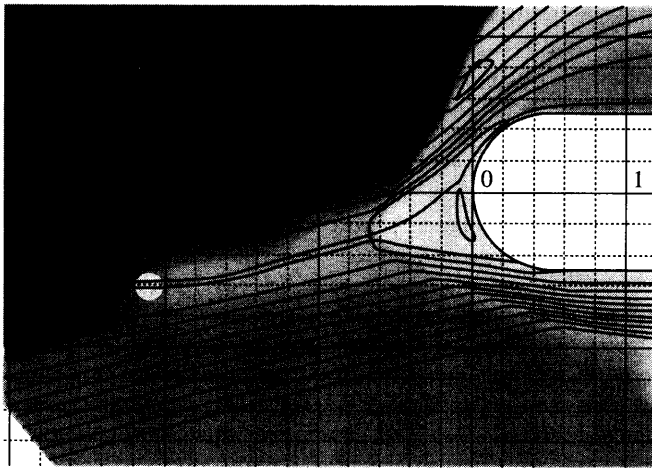
Фиг. 6. Температура поверхности тела при сбросе тепла излучением. Без источника тепла – сплошные кривые, с источником тепла – штриховые ($x_s = -1.5$, $y_s = -0.6$). Кривые 1, 2 и 3 соответствуют $A = 0.178$, 4.38 и 26.32

На фиг. 7–9 показаны данные, аналогичные приведенным на фиг. 4–6 соответственно, для источника с координатами $x_s = -2.1$, $y_s = -0.6$, находящегося перед падающей косою волной. Здесь ударная волна, создаваемая источником, взаимодействует с падающей косою волной и с сильной ударной волной перед телом. Опять высоконапорная струйка тока оттесняется вверх и проходит мимо тела. Влияние источника на распределения давления, тепловых потоков ($T_w = 4.34$) и температуры (при условии сброса тепла излучением), качественно аналогично приведенным на фиг. 4 и 6, хотя положение максимумов тепловых потоков сместилось вниз. Как и в предыдущем случае, перед телом возникает отрывная зона и максимумы тепловых потоков возникают в точках присоединения потока. Для данного случая точка пересечения косою волны с сильной ударной волной перед телом смещается еще сильнее вверх вместе с высоконапорной структурой газа (фиг. 8). Теперь струйка касается верхней части поверхности тела лишь своим краем, где давление и его градиенты малы, а следовательно, и локальный максимум потока тепла мал. Большой максимум теплового потока возникает на нижней части поверхности, вблизи присоединения течения за косою скачком, обтекающим отрывную зону. Хотя и здесь давление также невелико, но градиент его вдоль поверхности несколько больше.

Оба рассмотренных на фиг. 4–9 случая относятся к источникам тепла, расположенным вблизи падающего косою скачка. Из фиг. 3 и табл. 1 и 2 можно заключить, что при удалении от этого скачка благоприятное воздействие введения тепла в набегающий поток уменьшается и при достаточном удалении может привести к нежелательным результатам. Сравнивая данные табл. 1 и 2, можно отметить, что переход от изотермической поверхности к равновесно излучающей практически не влияет на распределение давления, аэродинамические коэффициенты C_x , C_y и показатель энергетической эффективности K во всех рассмотренных случаях. Хотя подвод тепла для всех рассмотренных положений источника приводит к увеличению суммарного потока тепла, это



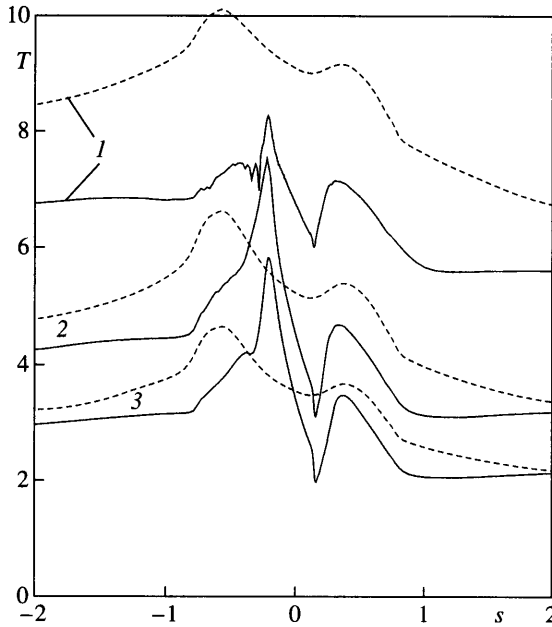
Фиг. 7. Распределение давления p (1) и тепловых потоков W (2) по поверхности тела при наличии косо́го скачка при $T_w = 4.34$, $x_s = -2.1$, $y_s = -0.6$. Без источника тепла – сплошные кривые, с источником тепла – штриховые



Фиг. 8. Картина чисел Маха и линий тока при $M_\infty = 6$, $T_w = 4.34$, $x_s = -2.1$, $y_s = -0.6$

увеличение составляет лишь малую долю от подведенного тепла. Большая же часть введенной в поток энергии идет на перестройку течения и уносится потоком.

Заключение. Приведенные примеры показывают, что подвод тепла в набегающий поток для рассматриваемого типа течений может являться эффективным средством управления течением в частности уменьшения локальных тепловых потоков. Хотя при этом суммарный поток тепла на поверхность тела увеличивается, это увеличение



Фиг. 9. Температура поверхности тела при сбросе тепла излучением при $x_s = -2.1$, $y_s = -0.6$. Без источника тепла – сплошные кривые, с источником тепла – штриховые. Кривые 1, 2 и 3 соответствуют $A = 0.178, 4.38$ и 26.32

составляет малую долю от вводимого в поток тепла. Возможность эффективного управления течением с помощью подвода тепла обусловлена существенным различием режимов обтекания тела при наличии падающего косога скачка. В подобных течениях сравнительно небольшой сдвиг положения косога скачка приводит к существенно изменению режима обтекания.

Авторы выражают благодарность И.В. Егорову за помощь в освоении вычислительного алгоритма.

Работа выполнена при финансовой поддержке "Фонда поддержки ведущих научных школ" (грант 00-15-96069) и РФФИ (№ 99-01-00-404).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bushnell D.M.* Supersonic aircraft drag reduction // AIAA Paper. 1990. № 90-1596. 24 p.
2. *Георгиевский П.Ю., Левин В.А.* Сверхзвуковое обтекание тела при наличии внешних источников тепловыделения // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 8. С. 684-687.
3. *Левин В.А., Громов В.Г., Афонина Н.Е.* Численные исследования влияния локального энергоподвода на аэродинамическое сопротивление и теплообмен сферического затупления в сверхзвуковом потоке воздуха // ПМТФ. 2000. Т. 41. № 5. С. 171-179.
4. *Chernyi G.G.* Some recent results in aerodynamic applications of flow with localized energy addition // AIAA Paper. 1999. № 99-4819.
5. *Kogan M.N.* Thermal phenomena and plasma aerodynamics // Proc. 2nd Weakly ionized Gases Workshop. Norfolk, USA. Norfolk. 1998. P. 47-58.
6. *Kogan M., Ivanov D., Shapiro E. et. al.* Local Heat Supply Influence on a Flow over a Sphere // AIAA Paper. 2000. № 2000-0209.
7. *Казиков А.В., Коган М.Н., Купарев В.А.* Об устойчивости дозвукового пограничного слоя при нагреве плоской пластины вблизи передней кромки // Изв. АН. СССР. МЖГ. 1985. № 3. С. 68-72.

8. Казаков А.В., Коган М.Н., Купарев В.А. Оптимизация затягивания ламинарно-турбулентного перехода с помощью локального нагрева поверхности // Изв. АН. СССР. МЖГ. 1995. № 4. С. 90–99.
9. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.
10. Черный Г.Г. Газовая динамика. М.: Наука, 1988. 424 с.
11. Боровой В.Я. Течение газа и теплообмен в зонах взаимодействия ударных волн с пограничным слоем. М.: Машиностроение, 1983. 141 с.
12. 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. 92–97.
13. Edne B. Anomalous heat transfer and plasma distributions on blunt bodies at hypersonic speeds in the presents of an impinging shock // Medd. Flugtekn. Försok. Anstalt. 1968. Rep. № 115. P. 92.
14. 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.
15. Borovoy V.Ya., Chinilov A.Yu., Gusev V.N. et al. Interference between a cylindrical bow shock and a plane oblique shock // AIAA. J. 1997. V. 35. № 11. P. 1721–1728.
16. Башкин В.А., Егоров И.В., Егорова М.В. и др. Ламинарно-турбулентное обтекание кругового цилиндра сверхзвуковым потоком газа // Изв. РАН. МЖГ. 2000. № 5. С. 31–43.
17. Соколова И.Н. О моделировании тепловых потоков // Тр. ЦАГИ. 1973. Вып. 1447. С. 11–15.

Москва

Поступила в редакцию
27.XI.2001