

УДК 518.12+533.6.011

**ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОМАССОБМЕНА  
НА ПОВЕРХНОСТИ КОМБИНИРОВАННЫХ  
ТЕЛ ВРАЩЕНИЯ ПРИ ОБТЕКАНИИ  
ГИПЕРЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ**

**Н.И. СИДНЯЕВ**

*Московский государственный технический университет  
им. Н.Э. Баумана*

Изложен экспериментальный подход к исследованию распределения тепловых потоков на поверхности затупленного тела вращения с изломами образующей при обтекании сверхзвуковым потоком газа. Основное внимание уделено изучению интенсивности вдува газа на тепловые потоки при различных числах Рейнольдса и углах атаки. Показана существенная роль распределенного вдува газа по поверхности тела вращения при распределении тепловых потоков.

**ВВЕДЕНИЕ**

При разработке и проектировании современных высокоскоростных летательных аппаратов особое значение имеет правильная оценка и учет воздействия различного по интенсивности и распределению по поверхности тела вдува газа в пограничный слой на распределенные и интегральные характеристики летательных аппаратов. Проведенный анализ опубликованных экспериментальных и теоретических работ [1–8] показывает, что в настоящее время отсутствуют систематические данные по исследованию влияния различных определяющих параметров (чисел  $M_\infty$  и  $Re_\infty$ , угла атаки и т. д.) на сверхзвуковое обтекание летательных аппаратов сложной геометрической формы с изломами образующей внешнего контура. Повышенный интерес к проблеме входа в атмосферу аппаратов затупленной формы с высокими скоростями требует разрешения некоторых основных вопросов, касающихся перехода пограничного слоя при сверхзвуковых числах Маха. Особый интерес вызывает процесс сублимации теплозащитного материала, так как большинство материалов разрушается именно таким образом. Влияние подвода массы в пограничный слой связано с абляцией тепловой защиты летательного аппарата.

Экспериментальному изучению влияния поверхностного массообмена на трение и теплопередачу на поверхности летательных аппаратов, обтекаемых сверхзвуковым потоком, посвящено значительное количество работ [1–3]. Установлено, что при турбулентном режиме течения в пограничном слое поверхностный массообмен приводит к снижению тепловых потоков к стенке вследствие изменения профилей скорости и температуры в пограничном слое [4–8]. В случае ламинарного пограничного слоя поперечный вдув газа, оказывая дестабилизирующее влияние на пограничный слой, может вызвать более ранний его переход и соответствующее увеличение теплопередачи [2, 3, 7, 8]. Еще более сложным

образом проявляется влияние массообмена на теплопередачу при значительной шероховатости поверхности [2].

По мере увеличения интенсивности распределенного вдува газа пограничный слой оттесняется от поверхности, вблизи нее формируется слой вдуваемого газа и тепловые потоки снижаются вплоть до нулевых значений [3, 6, 8]. Однако даже при интенсивных значениях параметра вдува, при которых пограничный слой оттесняется от поверхности и трение на ней становится нулевым, отмечены конечные, хотя и небольшие значения коэффициента теплопередачи, что объясняется сохранением теплообмена за счет излучения высокоэнтальпийного ударного слоя и теплопроводности вдуваемого газа [2, 3, 6].

При этом для летательных аппаратов сложной геометрической формы с изломами образующей боковой поверхности из-за существенно различных условий обтекания отдельных участков тел, а также применения на этих участках разных по физико-химическим свойствам материалов теплозащитных покрытий одновременно могут реализовываться различные режимы вдува.

### 1. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ И УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Для экспериментального изучения влияния поверхностного массообмена на обтекание ЛА использовался принудительный неравномерно распределенный вдув газа через проникаемую оболочку аэродинамической модели (рис. 1). Интенсивность поверхностного массообмена (вдува газа) выражена безразмерным параметром вдува  $(\bar{\rho}v)_{\text{вд}} = (\rho v)_{\text{вд}} / (\rho u)_{\infty}$ , где  $v$  и  $u$  соответственно скорости вдуваемого газа и набегающего потока,  $\rho$  — соответствующая плотность (индексы “ $\infty$ ” и “вд” соответствуют параметрам набегающего потока и вдуваемого газа).

Для изготовления проникаемой оболочки конического носка предложен метод спекания порошков [3, 5] оловянистой бронзы (~ 9 % Sn) при их свободной засыпке в формы. Комбинированная модель для исследования влияния распределенного вдува газа в пограничный слой на теле ЛА представляет собой затупленный по сфере конус длиной 0,07 м с полууглом раскрытия боковой поверхности  $\beta_1 = 14^\circ$ , с цилиндрической частью длиной 0,08 м при  $\beta_2 = 0^\circ$  и коническим стабилизатором длиной 0,075 м при  $\beta_3 = 11^\circ 30'$ , относительным затуплением носовой части  $\bar{R}_0 = R_0 / R_M = 0,2$  и радиусом миделевого сечения  $R_M = 0,04$  м (см. рис. 1). Длина всей модели  $b = 0,225$  м. В ее донной части с помощью пайки закреплен фланец под переходные втулки для закрепления модели на подвесных устройствах аэродинамической установки. Пористая оболочка модели изготовлена спеканием порошков бронзы с размерами частиц от 40 до 63 мкм и имеет достаточно низкую

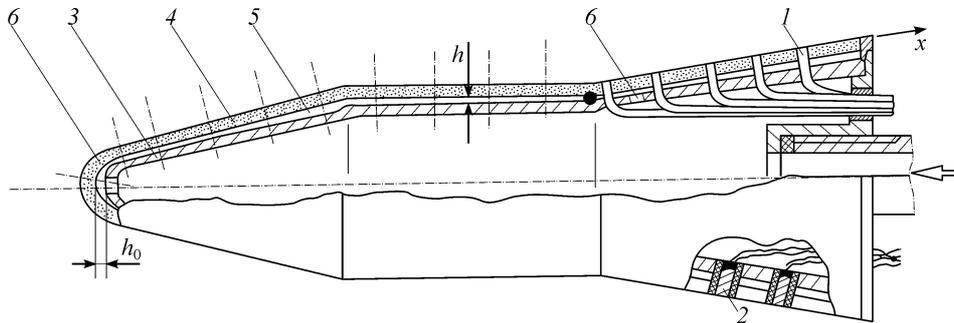


Рис. 1. Модель летательного аппарата для изучения распределения газодинамических параметров.

1 — дренажная трубка, 2 — термопара, 3 — непроницаемая оболочка, 4 — проникаемая оболочка, 5 — щель переменной толщины  $h$  для подвода газа, 6 — отверстия для подачи газа в щелевые зазоры.

проницаемость, причем отклонения удельного массового расхода газа  $(\overline{\rho v})_{\text{вд}}$  через оболочку от его средних значений не превышают 4%. Значения удельных массовых расходов вдуваемого газа определяются по формуле  $\rho_{\text{вд}} v_{\text{вд}} = Q / F_{\text{пр}}$ , где  $Q$  — суммарный массовый расход вдуваемого газа,  $F_{\text{пр}}$  — характерная площадь (проницаемой поверхности модели). Расход газа через пористую оболочку пропорционален перепаду давления на ее стенке и, из-за низкой проницаемости оболочки, для обеспечения требуемой интенсивности  $(\overline{\rho v})_{\text{вд}}$  необходимо значительно (до  $\sim 3 \cdot 10^6$  Па) повышать давление внутри оболочки. Это, в свою очередь, позволяет существенно снизить влияние распределения внешнего давления на теле на равномерность поверхностного массообмена. Исследования распределения тепловых потоков проводились в сверхзвуковой аэродинамической трубе ( $M_{\infty} = 6$ , угол атаки  $\alpha = 0-12^\circ$ , температура торможения  $T_0 = 493$  °К, давление в форкамере  $p_0 = 39 \cdot 10^5$  Па, числа Рейнольдса  $Re_{\infty} = 3,8 \cdot 10^7$  1/м при  $q_0 = 45$  ккал/м<sup>2</sup>с и  $Re_{\infty} = 1,04 \cdot 10^7$  1/м при  $q_0 = 23$  ккал/м<sup>2</sup>с).

Поверхностный массообмен в зависимости от его интенсивности, вызывает различные изменения спектров их обтекания, и, как следствие, распределение давлений и тепловых потоков. Схемы обтекания модели в условиях распределенного в соответствии с тепловыми потоками вдува газа через ее боковую поверхность приведены на рис. 2. Следует отметить, что при числе  $Re_{\infty} = 3,8 \cdot 10^7$  1/м (см. рис. 2)

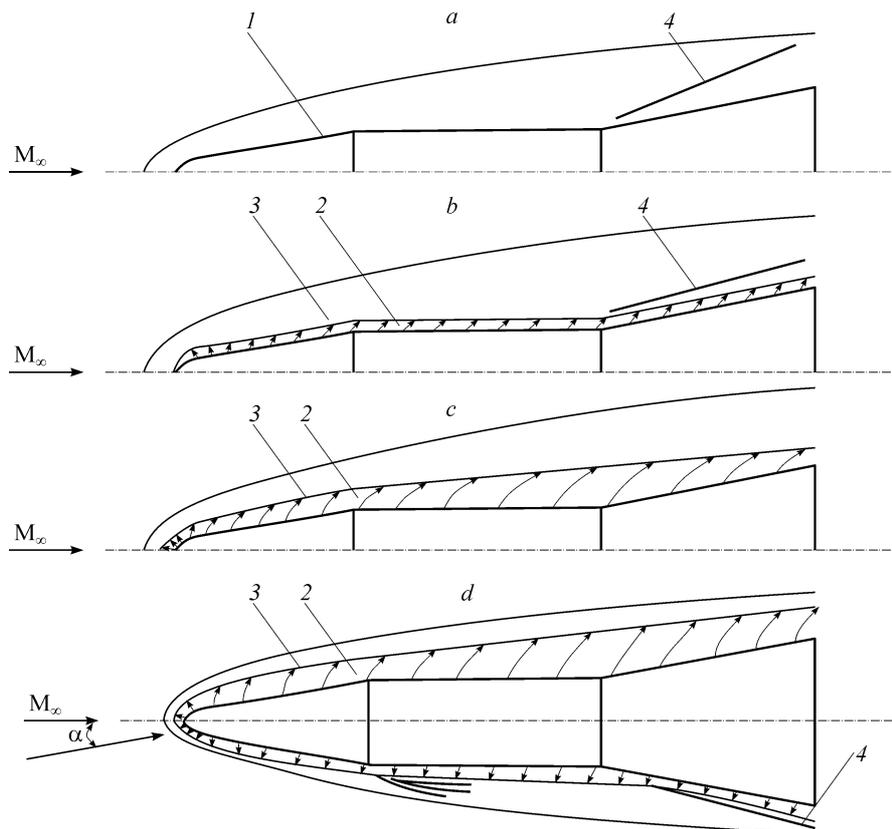


Рис. 2. Схемы течений при обтекании сложного тела с интенсивным неравномерным поверхностным массообменом при  $Re_{\infty} = 3,8 \cdot 10^7$  1/м.  
 1 — контур модели, 2 — зона вдува, 3 — разделяющая линия тока, 4 — скачок уплотнения конического стабилизатора.

перед коническим стабилизатором помимо ударной волны в области течения между головной ударной волной и поверхностью тела, вследствие разворота и торможения потока, формируется скачок уплотнения 4. В случае обтекания непроницаемой оболочки при  $Re_\infty = 1,04 \cdot 10^7$  1/м и  $(\overline{\rho v})_{вд} = 0$  перед коническим стабилизатором

образуется зона отрыва пограничного слоя. Анализ полученных данных показывает, что распределенный вдув газа при небольшой его интенсивности приводит лишь к утолщению пограничного слоя (см. рис. 2) и исчезновению области отрыва.

Исследования позволили выявить существенные особенности физической картины течения, а именно: с увеличением  $(\rho v)_{вд}$  происходит отеснение пограничного слоя от поверхности тела 1 и вблизи нее формируется область вдуваемого газа 2, отделенного от внешнего потока разделяющей линией тока 3 (см. рис. 2, a, b, c), что приводит к сглаживанию контура модели. Увеличение толщины вдуваемого газа приводит к уменьшению интенсивности скачка уплотнения 4 на коническом стабилизаторе. При несимметричном обтекании ( $\alpha \neq 0^\circ$ ) наблюдается более раннее (т. е. при меньших значениях параметра вдува) отеснение пограничного слоя от поверхности тела и формирование слоя вдуваемого газа на его подветренной стороне (см. рис. 2, d). При этом по мере увеличения  $(\rho v)_{вд}$  более существенно изменяется контур эффективного тела на подветренной стороне.

Экспериментальные исследования теплопередачи к поверхности тел сложной формы в отсутствие поверхностного массообмена были проведены с использованием моделей с центральным цилиндрическим участком как с гладкой непроницаемой, так и с шероховатой ( $Rz \cong 20-40$  мкм) проницаемой оболочками. Следует отметить, что при обтекании гладкой стенки и числах  $Re_\infty = 1,04-3,89 \cdot 10^7$  м<sup>-1</sup> на ней развивается ламинарный пограничный слой. При обтекании проницаемой поверхности из-за повышенной ее шероховатости ( $40 \text{ мкм} < Rz < 60 \text{ мкм}$ ) наблюдается турбулентный пограничный слой (рис. 3, здесь  $x = x/R_0$ ).

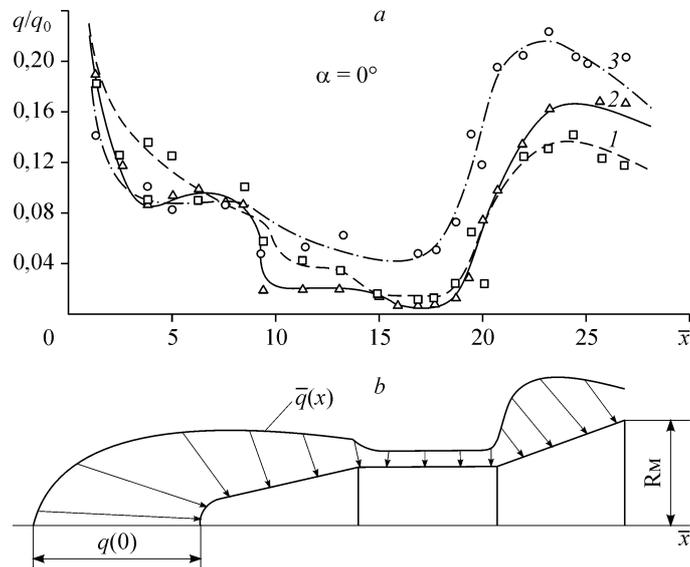


Рис. 3. Распределение интенсивности тепловых потоков (массообмена) по поверхности тела вращения с изломами образующей.

a — график распределения тепловых потоков (1 — ламинарный режим течения при  $Re_\infty = 1,04 \cdot 10^7$  м<sup>-1</sup> и  $q_0 = 23$  ккал/м<sup>2</sup>с, 2 — турбулентный режим течения (расчет [5]), 3 — турбулентный режим течения, светлые точки — эксперимент при  $Re_\infty = 3,89 \cdot 10^7$  м<sup>-1</sup> и  $q_0 = 49$  ккал/м<sup>2</sup>с; треугольники — эксперимент в случае гладкой стенки); b — эпюра распределения тепловых потоков  $q(x)$ .

## 2. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ И ОБРАБОТКА

Измерение удельных тепловых потоков в данной работе проводилось методом регулярного режима. Уравнение теплового баланса, связывающее количество тепла, поступившее через поверхность проницаемой оболочки  $F_{пр}$ , с изменением его энтальпии, имеет вид

$$a(T_w - T)F_{пр} = \rho cV (dT/d\tau).$$

Здесь  $V$  — объем проницаемой оболочки,  $\rho$  — плотность,  $a$  — коэффициент теплоотдачи,  $T$  — температура произвольной точки тела,  $T_w$  — температура потока на поверхности модели. Считая теплофизические характеристики системы постоянными и вводя переменную  $\theta = T_w - T$ , получим  $\theta = \theta_0 e^{-n\tau}$ , постоянная  $n = aF_{пр} / \rho cV$  является темпом охлаждения. Здесь  $\theta_0$  — начальное значение при времени  $\tau = 0$ . При воздействии на датчик удельного теплового потока  $\dot{q}$  время наступления режима регулярного нагрева  $\tau_p$  определяется по следующей формуле:

$$\tau_p \approx l_k^2 c_k \rho_k / 6\lambda_k,$$

здесь  $l_k$  — линейный размер калориметрической массы,  $\rho_k$ ,  $c_k$ ,  $\lambda_k$  — его плотность, удельные теплоемкость и теплопроводность.

При наступлении режима регулярного нагрева темп роста температуры калориметрической массы, если тепловые потери малы, практически прямо пропорционален тепловому потоку  $\dot{q}$  [1]:

$$\frac{dT}{d\tau} = \frac{F_k}{\rho_k V_k c_k} \dot{q}.$$

Здесь  $F_k$ ,  $V_k$  — поверхность и объем калориметрического датчика.

Для оценки числа Био необходимо знать значение коэффициента теплоотдачи. Так, например, удельный тепловой поток по поверхности модели определяется зависимостью

$$\dot{q}_w = -0,76(\text{Pr})^{-0,6} (\rho_w \mu_w / \rho_\delta \mu_\delta)^{0,1} \sqrt{\beta_i \rho_\delta \mu_\delta} [H_\delta - c_p T_w].$$

Здесь индексы  $w$  и  $\delta$  относятся к параметрам на стенке и на внешней границе пограничного слоя соответственно

$$\beta_i = \frac{a_0}{R_0} \sqrt{\frac{2}{k} \left(1 - \frac{p_1}{p'_0}\right)}$$

$a_0$  — скорость звука в условиях торможения,  $H$  — энтальпия,  $R_0$  — радиус затупления в критической точке,  $k$  — отношение удельных теплоемкостей,  $p_1$ ,  $p'_0$  — статическое давление и давление за прямым скачком соответственно.

Значения коэффициента динамической вязкости  $\mu$ , удельной теплоемкости воздуха при постоянном давлении  $c_p$  известны. Для условий эксперимента  $M_\infty = 6$ ,  $\text{Pr} = 0,71$ ,  $T_w = 293^\circ\text{K}$ ,  $T_0 = 493^\circ\text{K}$  формула Шея — Риддеса [1] дает значения  $\dot{q}_w = 27$  ккал/м<sup>2</sup>с.

Удельный тепловой поток к точке полного торможения сферического носка вычислялся по формуле

$$\dot{q}_0 = -0,763(\text{Pr})^{-0,6} \sqrt{\rho_\delta \mu_\delta \tilde{\lambda} c_p} [T_\delta - T_w],$$

где

$$\tilde{\lambda} = \frac{u_\infty}{2R_0} \left[ \frac{8((k-1)M_\infty^2 + 2)}{(k+1)M_\infty^2} \left[ 1 + \frac{k-1}{2} \frac{(k-1)M_\infty^2 + 2}{2kM_\infty^2(k-1)} \right]^{-(k-1)^{-1}} \right]^{0.5},$$

здесь  $u_\infty$  — скорость набегающего потока,  $k$  — отношение удельных теплоемкостей. Для калориметрического цилиндра высотой  $l_k = 1$  мм, выполненного из меди, значение  $Bi = 1,46 \cdot 10^3$  и время выхода на регулярный режим нагрева оказывается равным  $\tau_p = 1,46 \cdot 10^{-3}$ . Датчики для замера удельных тепловых потоков вставлялись в текстолитовый вкладыш и тщательно заделывались заподлицо с наружной поверхностью (см. рис. 1). Модель для измерения тепловых потоков устанавливалась в механизм, осуществляющий ввод модели после запуска гиперзвуковой аэродинамической трубы и выхода на заданный рабочий режим. Результаты тарировки обрабатывались в виде зависимости

$$\dot{q} = n \frac{dU}{dt},$$

где  $U$  — ЭДС термопары калориметрического датчика. С точностью до 10 % постоянные  $n$  для всех датчиков одинаковы.

### 3. О ВЛИЯНИИ ПОВЕРХНОСТНОГО МАССООБМЕНА НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ

При проведении испытаний выявлено, что относительные тепловые потоки  $\bar{q} = q/q_0$  в области отрывного течения в случае ламинарного режима перед стабилизатором из-за малых скоростей течения в этой зоне снижаются. А на поверхности конического стабилизатора возрастают, достигая максимума в точке присоединения потока. Увеличения числа  $Re_\infty$  приводит к существенному возрастанию теплопередачи, связанной с турбулизацией течения в пограничном слое. Переход пограничного слоя происходит при этом на сферической части тела (зависимость 3, см. рис. 3).

Следует отметить, что при проведении экспериментальных исследований распределение интенсивности вдува газа вдоль образующей тела рассматриваемой формы осуществлялось в соответствии с распределением тепловых потоков к его поверхности при турбулентном режиме течения в пограничном слое. Так, например, при малых значениях параметра вдува (пограничный слой присоединен к поверхности тела) происходит существенное увеличение теплопередачи по сравнению со случаем обтекания тела при  $(\rho v)_{\text{вд}} = 0$  в связи с турбулизацией пограничного слоя. С увеличением интенсивности массообмена теплопередача к поверхности уменьшается, причем наиболее интенсивно на цилиндрическом участке тела, где местные значения параметра вдува, как указывалось выше, имеют большие значения, чем на остальной части тела. Существенно также снижаются тепловые потоки на поверхности конического стабилизатора, что является следствием воздействия вдува и сглаживания контура так называемого эффективного тела. Следует отметить, что даже при весьма значительных величинах параметра вдува (пограничный слой отнесен от поверхности тела) тепловые потоки отличны от нулевых значений. Это объясняется тем, что в рассматриваемых условиях теплопередача сохраняется за счет теплопроводности газа и излучения высокоэнтропийного слоя за головной ударной волной.

При несимметричном обтекании тела ( $\alpha \neq 0^\circ$ ) распределение теплопередачи к его поверхности при  $Re_\infty = 1,04 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$  и  $q_0 = 24 \text{ ккал/м}^2\text{с}$  и при сравнительно небольших значениях угла атаки тепловые потоки монотонно снижаются в каждом

поперечном сечении тела от максимальных значений на образующей с  $\varphi = 0^\circ$ , лежащей в плоскости изменения углов атаки на наветренной стороне, до минимальных значений на образующей  $\varphi = 180^\circ$  (рис. 4). Следует отметить, что поверхностный массообмен, в зависимости от его интенсивности и  $Re_\infty$  (см. рис. 4, 5), вызывает различные изменения спектров их обтекания и, как следствие, тепловых потоков. Механизм взаимодействия слоя вдуваемого газа с внешним потоком значительно усложняется, так как при прохождении через ударную волну набегающий на затупленный конус однородный изэнтропический поток становится вихревым и неизэнтропическим, причем в условиях, соответствующих представлению о сильном взаимодействии, индуцированные ударной волной завихренность и градиент энтропии в области между головной волной и внешней границей вдуваемого слоя могут оказаться интенсивными.

При малых значениях параметра вдува (пограничный слой присоединен к поверхности тела) происходит существенное увеличение теплопередачи по сравнению со случаем обтекания тела при  $(\rho v)_{вд} = 0$  (ламинарный пограничный слой) в связи с турбулизацией пограничного слоя (см. рис. 5).

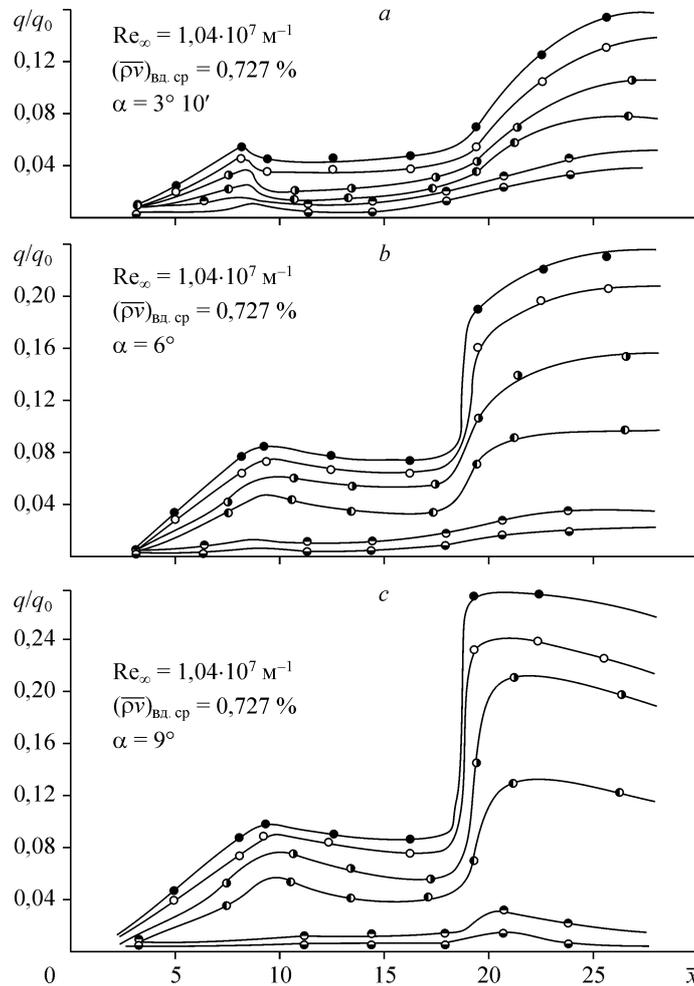


Рис. 4. Распределение теплового потока по поверхности модели с поверхностным массообменом при  $\alpha \neq 0^\circ$ ,  $M_\infty = 6$ ,  $Re_\infty = 1,04 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ .

$\alpha = 3^\circ 10'$  (a),  $6^\circ$  (b),  $9^\circ$  (c); экспериментальные кривые:  $\varphi = 0^\circ$  (светлые точки) — наветренная сторона;  $180^\circ$  (темные точки) — подветренная сторона (шаг расположения датчиков по образующим  $30^\circ$ ).

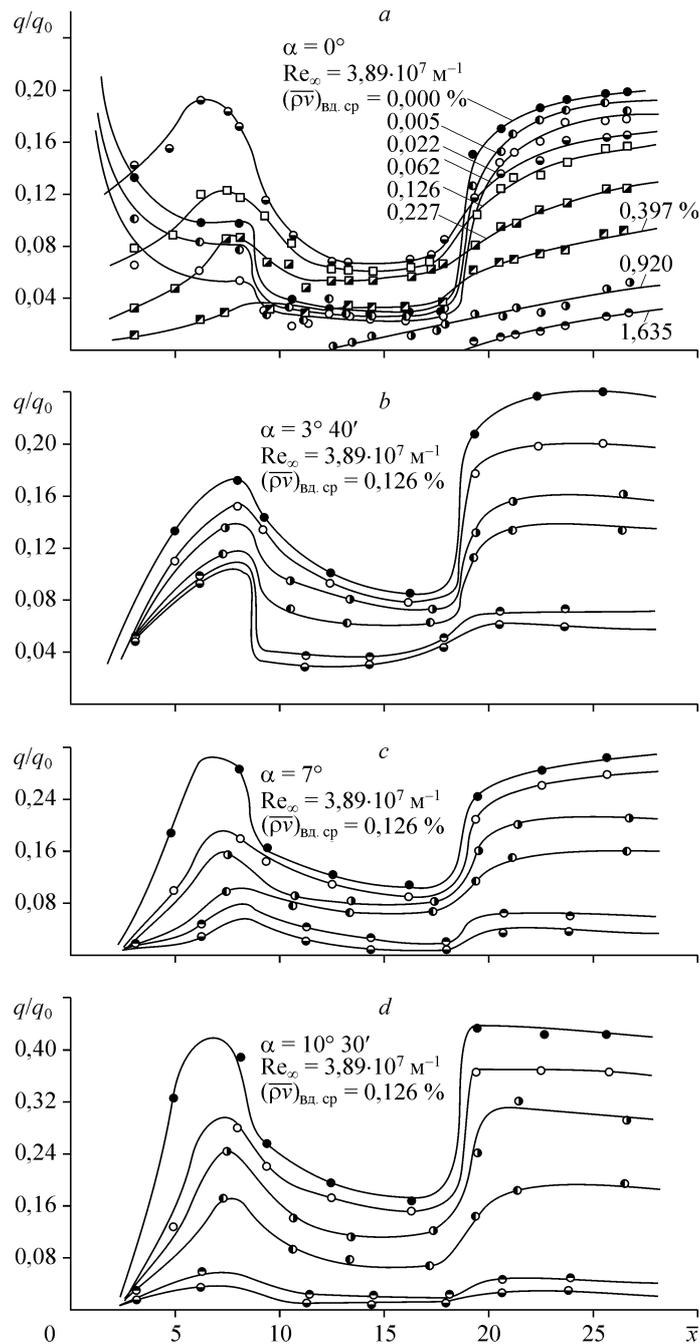


Рис. 5. Распределение теплового потока по поверхности модели с интенсивным поверхностным массообменом при  $M_\infty = 6$ ,  $Re_\infty = 3,07 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ .

$\alpha = 0^\circ$  (a),  $3^\circ 40'$  (b),  $7^\circ$  (c),  $10^\circ 30'$  (d);  $\varphi = 0^\circ$  (светлые точки) — наветренная сторона (шаг расположения датчиков по образующим  $30^\circ$ ).

С увеличением интенсивности массообмена теплопередача к поверхности уменьшается, причем наиболее интенсивно на цилиндрическом участке тела, где местные значения параметра вдува, как указывалось выше, имеют большие значения, чем на остальной части тела. Существенно снижаются также тепловые потоки на поверхности конического стабилизатора, что является следствием воздействия

вдува и сглаживания контура эффективного тела (см. рис. 5, а). Следует отметить, что даже при весьма значительных величинах параметра вдува (пограничный слой отнесен от поверхности тела) тепловые потоки отличны от нулевых значений. Это объясняется тем, что в рассматриваемых условиях теплопередача сохраняется за счет теплопроводности газа и излучения высокоэнтропийного слоя за головной ударной волной. Влияние вдуваемого газа в пограничный слой при  $Re_\infty = 3,89 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$  на интенсивность теплообмена аналогично случаю вдува охладителя в пограничный слой при  $Re_\infty = 1,04 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ . Однако в первом случае вдуваемый газ оказывает меньшее влияние на процесс теплообмена, чем во втором, что приводит к увеличению расхода вдуваемого газа при прочих равных условиях (см. рис. 4, 5).

Следует отметить, что при вдуве газа система уравнений, описывающая процесс теплообмена в пограничном слое, совпадает с системой уравнений на непроницаемой поверхности. Однако граничные условия на поверхности, в силу того что вертикальная составляющая скорости ( $v_w$ ) при вдуве газа через поверхность в пограничный слой не равна нулю, будут при  $y = 0$ ,  $u = 0$ ,  $v = v_w$ . В данном случае значение скорости вдува газа  $v_w$  является функцией продольной координаты  $x$ , зависящей от распределения тепловых нагрузок. Приближенные решения могут быть получены с помощью интегральных соотношений количества движения и энергии, которые при одинаковых физических свойствах вдуваемого воздуха и внешнего потока, записываются в виде

$$\delta_d^{**} / dx = \tau_w / \rho_\delta u_\delta^2 + \overline{(\rho v)}_{\text{вд}},$$

где  $\delta_d^{**}$  — толщина потери импульса,  $\tau_w$  — касательное напряжение трения. Это интегральное соотношение отличается от соответствующих интегральных соотношений для пограничного слоя на непроницаемой поверхности наличием двух последних членов, характеризующих вдув воздуха в пограничный слой. Для решения этого обыкновенного дифференциального уравнения необходимо определить связь между касательным напряжением трения ( $\tau_w$ ) и толщиной потери импульса ( $\delta_d^{**}$ ) и соответственно связь между коэффициентом теплоотдачи ( $a$ ) и толщиной потери энергии. Для определения этой связи необходимо знать закон изменения скорости и температуры в поперечном сечении пограничного слоя. Этот закон можно задать в виде интерполяционных формул, полученных на основе теоретического анализа и экспериментальных исследований. Точность расчета будет зависеть от того, насколько удачно выбран вид интерполяционной формулы для профиля скорости и температуры.

Под действием вдува воздуха в набегающий поток пристенные его слои, движущиеся вдоль поверхности, будут тормозиться, т. е. приводить к уменьшению проекции скорости газового потока вблизи поверхности на продольную координату  $x(u)$ .

В результате этого градиент скорости на стенке  $(\partial u / \partial y)_w$  уменьшается, а увеличение массы заторможенного газа приводит к увеличению толщины вдуваемого газа. Следовательно, под действием деформации профиля скорости и увеличения толщины пограничного слоя происходит уменьшение силы трения на стенке при прочих равных условиях. С увеличением массы вдуваемого газа на профиле скорости появляется точка перегиба. Аналогичным образом изменяется и профиль температуры в слое вдуваемого газа. Под действием вдува более холодного газа, чем основной внешний поток, пристенный поток вблизи поверхности охлаждается, толщина теплового пограничного слоя увеличивается, что приводит к уменьшению градиента температур и, следовательно, к уменьшению теплового потока на поверхности, особенно на сферическом носке, где интенсивность вдува велика.

Деформацию профиля скорости вблизи поверхности под действием вдува газа можно оценить следующим образом. Из уравнения движения и граничных условий на стенке следует, что при  $y = 0$

$$(\rho v)_{\text{вд}} (\partial u / \partial y)_w = \mu (\partial^2 u / \partial y^2)_w.$$

Это соотношение в безразмерном виде можно записать следующим образом:

$$\frac{(\partial^2 W_x / \partial Y^2)_w}{(\partial W_x / \partial Y)_w} = (\rho v)_{\text{вд}} \frac{\delta_{\text{д}}}{\mu_w} = f_w,$$

где  $W_x = u/u_f$ ,  $Y = y/\delta$  — соответственно безразмерные скорость и координата,  $\delta_{\text{д}}$  — толщина вытеснения,  $\mu$  — коэффициент динамической вязкости.

Левая часть этого соотношения характеризует деформацию профиля скорости в пограничном слое под действием вдува, следовательно, деформация профиля скорости в относительных координатах определяется безразмерной

$$f_w = (\rho v)_{\text{вд}} \frac{\delta_{\text{д}}}{\mu_w} = \overline{(\rho v)_{\text{вд}}} \frac{\delta_{\text{д}} (\rho u)_{\delta} x}{x \mu_w}$$

величиной, называемой параметром, определяющим форму профиля скорости — формпараметром.

Из данного соотношения следует, что формпараметр пропорционален отношению расхода газа, вдуваемого через поверхность, к расходу газа, протекающему через слой вдуваемого газа. При числе Прандтля  $\text{Pr} = 1$ ,  $\delta_{\text{д}} \approx \delta_T \sim x/\text{St}$  и формпараметр можно представить в виде

$$f_w = \overline{(\rho v)_{\text{вд}}} (x/\delta_{\text{д}}) = \overline{(\rho v)_{\text{вд}}} (1/\text{St}_f) = (\rho v)_{\text{вд}} c_p / a,$$

Представленный в таком виде формпараметр будет характеризовать степень деформации поля скоростей и температур под действием вдува как в ламинарном, так и в турбулентном пограничном слое. Для турбулентного пограничного слоя  $\text{St} \sim \text{Re}^{-0.2}$  и, соответственно,  $f_w = \overline{(\rho v)_{\text{вд}}} \text{Re}^{0.2}$ .

Чем больше формпараметр  $f_w$ , тем больше деформация профиля скорости, в профиле скорости появляется точка перегиба, которая с увеличением  $f_w$  удаляется от стенки. При  $f_w \rightarrow 0,619$  [1] касательное напряжение на стенке становится равным нулю и происходит оттеснение пограничного слоя от плоской поверхности. В данном случае значение формпараметра  $f_w$  постоянное вдоль стенки. Условие  $f_w = \text{const}$  выполняется при подаче охладителя по закону распределения тепловых потоков (см. рис. 2). В этом случае напряжение трения и тепловой поток на стенке (при постоянной температуре стенки) изменяются по такой же зависимости и являются практически целесообразными, поскольку поступающее к стенке тепло должно рационально поглощаться охлаждающим газом. Вдув воздуха в пограничный слой влияет и на его устойчивость, т. е. на переход ламинарного режима течения в турбулентный. Под действием вдува воздуха в ламинарный пограничный слой его устойчивость уменьшается, и переход ламинарного режима к турбулентному наступает раньше (при меньших числах Рейнольдса) при прочих равных условиях.

Поскольку интенсивность теплообмена в турбулентном потоке больше, чем в ламинарном при прочих равных условиях, то более ранний переход ламинарного режима в турбулентный под действием вдува может принести в некоторых случаях (при малых значениях интенсивности вдува) к уменьшению эффективности тепловой защиты поверхности.

Влияние вдува воздуха через пористую поверхность на турбулентный пограничный слой качественно аналогично соответствующему влиянию на ламинарный пограничный слой. Профиль скорости под действием вдува деформируется, градиент скорости и температуры на поверхности уменьшается, а толщина пограничного слоя увеличивается, что приводит к уменьшению силы трения и коэффициента теплоотдачи на поверхности. Условно можно выделить три основных режима течения в турбулентном пограничном слое.

Первый режим — это сравнительно малые значения интенсивности вдува охладителя, при которых его действие сказывается только в пределах вязкого подслоя, непосредственно примыкающего к поверхности. В этих случаях профиль скорости и температуры под действием вдува охладителя деформируется в пределах вязкого подслоя. Если на непроницаемой стенке ( $v_w = 0$ ) профиль скорости в вязком подслое близок к линейному, то при наличии вдува профиль скорости деформируется и на нем появляется точка перегиба. Во внешней области пограничного слоя (в турбулентном ядре) профиль скорости не изменяется и подчиняется логарифмическому закону, как и в случае непроницаемой поверхности.

Второй режим течения на пористой поверхности соответствует таким значениям интенсивности вдува воздуха, при которых его действие распространяется в турбулентное ядро пограничного слоя. Этот наиболее важный для практики режим течения труднее всего поддается теоретическому расчету. В этих случаях для приближенных оценок влияния вдува на профили скорости и температуры может быть использована модель Прандтля [1], согласно которой турбулентное касательное напряжение

$$\tau_T = \rho \xi^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right|^2,$$

где  $\xi$  — длина пути смешения, принимается таким же, как и в случае турбулентного пограничного слоя на непроницаемой поверхности. Влияние вдува охладителя на профиль скорости учитывается тем, что напряжение трения принимается переменным в поперечном сечении пограничного слоя и зависит от интенсивности вдува охладителя.

Третий режим течения на пористой поверхности соответствует такой интенсивности вдува охладителя, при которой влияние стенки на пограничный слой ослабевает и перестраивается. При дальнейшем увеличении интенсивности вдува охладителя пограничный слой оттесняется от поверхности, а коэффициенты трения и теплоотдачи стремятся к нулю. Величина расхода вдуваемого охладителя, при котором происходит оттеснение пограничного слоя, примерно соответствует расходу, увлекаемому пограничным слоем на границе разделяющей линии тока. Такой режим течения наступает при значении формпараметра, примерно равном  $\overline{(\rho v)}_{вд} Re^{0,2} \cong 0,1$ .

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Результаты исследований показывают, что основным критерием подобия, определяющим влияние вдува охладителя в пограничный слой на трение и теплообмен является формпараметр  $f_w$ .

При испытаниях среднеквадратичная погрешность для удельного теплового потока определялась по формуле

$$\sigma_q = \left[ \left( \frac{dU}{d\tau} \sigma_n \right)^2 + \left( n \sigma_U \right)^2 \right]^{1/2},$$

а относительная среднеквадратичная погрешность вычислялась по формуле

$$S_q = \left[ \left( \sigma_U / \frac{dU}{d\tau} \right)^2 + (\sigma_n / n)^2 \right]^{1/2}.$$

Здесь  $\sigma_U$ ,  $\sigma_n$  — среднеквадратические погрешности результатов прямых измерений соответствующих величин. Погрешность  $\sigma_U$ , связанная с определением  $dU/d\tau$ , состояла из динамической погрешности датчика теплового потока и погрешности обработки осциллограмм. Динамическая погрешность определяется в первую очередь воспроизводящими свойствами чувствительного элемента датчика. Среднеквадратичная динамическая погрешность датчиков теплового потока не превышала  $(S_U)_{\text{дин}} \leq 2\%$ . Величина  $dU/d\tau$  определяется из тарировки.

Проведенные оценки позволили получить наибольшую погрешность определения постоянной датчика теплового потока  $S_n = 2,26 \cdot 10^{-2}$  и вычислить среднеквадратичную погрешность определения удельного теплового потока

$$S_q = \left[ S_U^2 + (S_U)_{\text{дин}}^2 + S_n^2 \right]^{1/2}.$$

Для датчиков, расположенных на коническом носке, относительная предельная погрешность 8,2 %, для датчиков на цилиндрической поверхности и коническом стабилизаторе — 12,4 %. Интенсивность вдува по поверхности модели определялась, т. е. приводилась к средней величине  $(\overline{\rho v})_{\text{вд}} = (\overline{\rho v})_{\text{вд.ср}}$ .

#### ВЫВОДЫ

С целью изучения влияния параметров набегающего потока и геометрических размеров тела вращения с массообменом на распределение тепловых потоков, установления обобщенных зависимостей, описывающих характер течения, и создания основы для численных методик расчета, в статье представлены экспериментальные исследования распределения тепловых потоков по поверхности тела для чисел Рейнольдса  $Re_\infty = 1,04 \cdot 10^7$  1/м при  $q_0 = 24$  ккал/м<sup>2</sup>с и  $Re_\infty = 3,8 \cdot 10^7$  1/м при  $q_0 = 45$  ккал/м<sup>2</sup>с под различными углами атаки.

1. Экспериментальные исследования позволили установить особенности физической картины обтекания тел при различных числах Рейнольдса и углах атаки. Поверхностный массообмен при малой (докритической  $0 < (\overline{\rho v})_{\text{вд.ср}} \leq 0,008$  %)

интенсивности вызывает переход пограничного слоя и существенную перестройку картины внешнего обтекания, аналогичную ее изменениям, происходящим вследствие увеличения  $Re_\infty$  или шероховатости поверхности.

2. Полученные результаты указывают на сильную зависимость уровня теплового потока от интенсивности вдува. При вдувах  $0 < (\overline{\rho v})_{\text{вд.ср}} \leq 0,34 \%$  максимум местных удельных тепловых потоков располагается в районе конического наконечника и конического стабилизатора. При вдувах, больших  $0,34 \%$ , немонотонность в распределении тепловых потоков исчезает. При значениях вдува  $(\overline{\rho v})_{\text{вд.ср}} \cong 1,64 \%$  интенсивность тепловых потоков на коническом наконечнике и цилиндрической части достигает нулевых значений. На коническом стабилизаторе наблюдается незначительный рост.

Следует отметить, что вдув малой интенсивности вызывает, вследствие турбулизирующего воздействия, переход пограничного слоя и соответствующее увеличение в этой зоне тепловых потоков к поверхности тела. С ростом интенсивности поверхностного массообмена теплопередача снижается из-за охлаждающего действия вдуваемого газа.

3. Для чисел Рейнольдса  $Re_{\infty} = 1,04 \cdot 10^7$  1/м при  $q_0 = 23$  ккал/м<sup>2</sup>с и  $Re_{\infty} = 3,8 \cdot 10^7$  1/м при  $q_0 = 45$  ккал/м<sup>2</sup>с получены распределения тепловых потоков под различными углами атаки. На наветренной образующей, на коническом стабилизаторе, значения тепловых потоков в десять раз превышают значения на подветренной стороне при максимальных углах атаки. Причем при  $Re_{\infty} = 3,8 \cdot 10^7$  1/м интенсивность тепловых потоков в 1,5 раза больше интенсивности тепловых потоков для  $Re_{\infty} = 1,04 \cdot 10^7$  1/м.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Авдуевский В.С., Галицейский Б.М., Глебов Г.А. и др. Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике / Под общ. ред. Авдуевского В.С., Кошкина В.К. — М.: Машиностроение, 1975. — 624 с.
2. Сидняев Н.И. Обзор методик исследования обтекания гиперзвуковым потоком газа тел с разрушающим покрытием // Теплофизика и аэромеханика. — 2004. — Т. 11, № 4. — С. 501–522.
3. Сидняев Н.И., Калугин В.Т., Луценко А.Ю. и др. Научные основы технологий XXI века / Под общ. ред. А.И. Леонтьева, Н.Н. Пилогина, Ю.В. Полежаева, и др. — М.: УНПЦ “Энергомаш”, 2000. — 136 с.
4. Сидняев Н.И. Математическое моделирование распределенного интенсивного поверхностного массообмена при обтекании моделей гиперзвуковых летательных аппаратов // Вестник МГТУ. Сер.: Естеств. науки. — 2001. — № 2(7). — С. 54–63.
5. Сидняев Н.И. Метод расчета нестационарного обтекания тела вращения с поверхностным массообменом в рамках параболизированных уравнений Навье — Стокса // Математ. моделирование. — 2004. — Т. 16, № 5. — С. 55–65.
6. Харченко В.Н. Течение и теплообмен на поверхности конуса при интенсивном вдуве газа // Тр. ЦАГИ. — 1967. — Вып. 1068. — С. 29.
7. Ботт Р. Экспериментальное исследование интенсивного вдува // Ракетная техника и космонавтика. — 1968. — Т. 6, № 4. — С. 45–52.
8. Паппас, Ли. Теплопередача и давление на затупленном конусе с подводом массы при гиперзвуковом обтекании // Там же. — 1970. — Т. 8, № 5. — С. 147–149.

*Статья поступила в редакцию 14 сентября 2005 г.*