

В. И. Зинченко, А. Г. Катаев, А. С. Якимов

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ РЕЖИМОВ
ОБТЕКАЕМЫХ ТЕЛ ПРИ ВДУВЕ ГАЗА С ПОВЕРХНОСТИ

При обтекании высокоэнтальпийным потоком перетекание тепла вдоль образующей тела может служить эффективным способом снижения температуры поверхности для областей, где достигаются максимальные тепловые нагрузки, как показано для стационарных режимов в [1, 2]. Другим способом защиты от перегрева конструкций является вдув газа-охлаждителя, при котором происходит ослабление теплового потока, подводимого к поверхности, и отбор тепла при фильтрации в порах. Представляет интерес исследование одновременного действия указанных выше факторов на картину распределения поля температур в газовой и конденсированной фазах и тепловых потоков к поверхности обтекаемого тела.

В настоящей работе рассмотрено решение задачи прогрева при сверхзвуковом обтекании потоком воздуха затупленного по сфере конуса с учетом различных режимов течения в пограничном слое и вдуве газа с поверхности сферического затупления. Изучено влияние режимов течения и интенсивности расходов вдуваемого газа, геометрии обтекаемой оболочки и теплофизических данных материала на характеристики нестационарного сопряженного теплообмена.

1. В соответствии с [3, 4] характеристики сопряженного теплообмена будем отыскивать из решения системы уравнений, описывающей изменение осредненных величин в пограничном слое, уравнения сохранения энергии для пористой сферической части оболочки и нестационарного уравнения теплопроводности для конической части оболочки.

С учетом переменных Дородницына — Лиза для уравнений газовой фазы в естественной системе координат, связанной с внешней поверхностью оболочки тела, система уравнений в безразмерных переменных имеет вид

$$(1.1) \quad \frac{\partial}{\partial \eta} \left(l \frac{\partial \bar{u}}{\partial \eta} \right) + f \frac{\partial \bar{u}}{\partial \eta} = \alpha \left(\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \xi} - \frac{\partial f}{\partial \xi} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \eta} \right) + \beta \left(\bar{u}^2 - \frac{\rho_e}{\rho} \right);$$

$$(1.2) \quad \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\frac{l}{Pr_\Sigma} \frac{\partial g}{\partial \eta} + \frac{u_e^2}{H_e} l \left(1 - \frac{1}{Pr_\Sigma} \right) \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \eta} \right] - f \frac{\partial g}{\partial \eta} = \alpha \left(\bar{u} \frac{\partial g}{\partial \xi} - \frac{\partial f}{\partial \xi} \frac{\partial g}{\partial \eta} \right).$$

Для пористой сферической оболочки ($0 \leq \xi \leq \xi_1$) с учетом допущения об одномерности процесса фильтрации вдуваемого газа в направлении нормали к поверхности

$$(1.3) \quad \pi_{\rho_1} \frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{1}{H_1 r} \left[\frac{\partial}{\partial \xi} \left(r \pi_{\lambda_1} \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right) + \frac{\partial}{\partial n_1} \left(r H_1 \pi_{\lambda_1} \frac{\partial \theta}{\partial n_1} \right) \right] + (\rho v)_w \frac{\sqrt{RePr} \lambda_{e0} r_w}{\lambda_*} \frac{\partial \theta}{r H_1 \partial n_1}.$$

Для конической части тела

$$(1.4) \quad \pi_{\rho_2} \frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial \xi} \left(r \pi_{\lambda_2} \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right) + \frac{\partial}{\partial n_1} \left(r \pi_{\lambda_2} \frac{\partial \theta}{\partial n_1} \right) \right].$$

Граничные и начальные условия запишем как

$$(1.5) \quad \bar{u}(\xi, \infty) = g(\xi, \infty) = 1;$$

$$(1.6) \quad \bar{u}(\xi, 0) = 0, \quad f(0, \xi) = f_w = \frac{\int_0^{\xi_1} (\rho v)_w r_w d\xi}{\left(2 \int_0^{\xi_1} \frac{\rho_e}{\rho_{e0}} \frac{u_e}{u_{e0}} \frac{u_e}{v_m} r_w^2 d\xi \right)^{0.5}},$$

$$\tilde{q}_w(\xi, 0) \sqrt{\text{Re Pr}} \frac{\lambda_{e0}}{\lambda_*} - \pi_\sigma \theta_w^4 = - \left(\pi_{\lambda i} \frac{\partial \theta}{\partial n_i} \right)_w, \quad i = 1, 2;$$

$$(1.7) \quad \left(\pi_{\lambda 1} \frac{\partial \theta}{\partial n_1} \right) \Big|_{w1} = \sqrt{\text{Re Pr}} \frac{\lambda_{e0}}{\lambda_*} \frac{r_w}{(rH_1)_{w1}} (\overline{\rho v})_w (\theta_H - \theta_{w1}) \quad \text{при } 0 \leq \xi \leq \xi_1,$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial n_1} \Big|_{w1} = 0, \quad \xi > \xi_1;$$

$$(1.8) \quad \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \Big|_{\xi=0} = 0, \quad \frac{\pi_{\lambda 1}}{H_1} \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \Big|_{\xi=\xi_1} = \pi_{\lambda 2} \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \Big|_{\xi=\xi_1}, \quad \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \Big|_{\xi=\xi_H} = 0;$$

$$(1.9) \quad \theta(0, \xi, n_1) = \theta_H, \quad 0 \leq \xi \leq \xi_H.$$

Здесь $\bar{u} = u/u_e$, $g = H/H_e$, $\theta = T/T_{e0}$ — безразмерные значения скорости, полной энтальпии и температуры оболочки; n_1 — координата, отнесенная к радиусу затупления R_N ; $\alpha = 2 \int_0^{\xi} \rho_e \mu_e u_e r_w^2 d\xi / (\rho_e \mu_e u_e r_w)^2$;

$\beta = \frac{\alpha}{u_e} \frac{du_e}{d\xi}$; $H_1 = 1 - n_1$, $r = r_w - n_1 \cos \alpha$ — коэффициенты Ламэ;

$(\overline{\rho v})_w = \frac{(\rho v)_w \sqrt{\text{Re}}}{\rho_{e0} v_m}$ — безразмерный расход газа-охлаждителя; $\pi_{\rho 1} = \frac{\rho_1 c_1}{\rho_* c_*} \times$
 $\times (1 - \varphi) + \frac{\rho_\Gamma c_\Gamma}{\rho_* c_*} \varphi$; $\pi_{\rho 2} = \frac{\rho_2 c_2}{\rho_* c_*}$; $\pi_{\lambda 1} = \frac{\lambda_1}{\lambda_*} (1 - \varphi) + \frac{\lambda_\Gamma}{\lambda_*} \varphi$; $\pi_{\lambda 2} = \frac{\lambda_2}{\lambda_*}$; $\text{Re} =$
 $= \frac{\rho_{e0} v_m R_N}{\mu_{e0}}$; $\pi_\sigma = \frac{\varepsilon \sigma T_{e0}^3 R_N}{\lambda_*}$; $\tau = \frac{t}{t_*}$; $t_* = \frac{R_N \rho_* c_*}{\lambda_*}$ — характерное время.

В общем случае ламинарного переходного и турбулентного режимов течения в пограничном слое

$$l = \rho (\mu + \Gamma \mu_T) / \rho_e \mu_e, \quad \text{Pr}_\Sigma = \frac{(\mu + \Gamma \mu_T) \text{Pr Pr}_T}{\mu \text{Pr}_T + \Gamma \mu_T \text{Pr}}.$$

В (1.6) безразмерный поток $\tilde{q}_w(\xi, 0)$ связан с размерным следующим образом: $\tilde{q}_w = \frac{\mu_w}{\text{Pr}} \frac{\partial H}{\partial n} \Big|_w \frac{\sqrt{\text{Re}}}{\rho_{e0} v_m H_e}$. Индексы $e, e0, w$ отвечают величинам на внешней границе пограничного слоя, на внешней границе в точке торможения, на поверхности оболочки $n_1 = 0$ соответственно, $w1$ — условиям на внутренней границе оболочки толщиной L/R_N , 1, 2 — характеристикам конденсированной фазы сферической и конической частей, * — характерным величинам материала, Γ — газовой фазе пористой сферической оболочки, t, n — характеристикам турбулентного переноса и начальным условиям.

Для описания турбулентного течения применялась двухслойная модель турбулентного пограничного слоя [5]. Во внутренней области коэффициент турбулентной вязкости находился из формулы Прандтля с демпфирующим множителем Ван — Дрифта — Себечи, учитывающим градиент давления и вдув с поверхности. Во внешней области использовалась формула Клаузера. Коэффициент продольной перемежаемости Γ брался из [6]. Подробная запись используемой модели турбулентности дана в [7], и здесь же проведено сопоставление теоретических и экспериментальных результатов, подтверждающее возможность применения этой модели турбулентного течения. Отметим, что при расчетных числах Рейнольдса данные по тепловым потокам совпадают для обеих моделей турбулентного вязкого ударного слоя и пограничного слоя.

Как следует из постановки задачи, к определяющим параметрам относятся геометрия тела, числа Маха M_∞ и Рейнольдса Re , γ , начальная температура θ_H и безразмерный закон расхода $(\overline{\rho v})_w(\xi)$. При постоянных и одинаковых теплофизических характеристиках материала пористого затупления и конической части к указанным выше добавляются пара-

метры, характеризующие тепломассообмен потока с телом: критерий сопряженности $S = \sqrt{\text{Re Pr } \lambda_{e0}/\lambda_{ж}}$, определяющий соотношение конвективного и кондуктивного потоков тепла, критерий π_{σ} , выражающий соотношение радиационного и кондуктивного потоков тепла, относительная толщина оболочки α/R_N .

При численном интегрировании $\text{Pr} = 0,72$, $\text{Pr}_T = 1$, коэффициент молекулярной вязкости находится по закону Сюзерленда. Численное интегрирование системы уравнений пограничного слоя проводилось по разностной схеме, полученной с помощью итерационно-интерполяционного метода [8]. Расчет двумерных уравнений (1.3), (1.4) проводился методом расщепления [9] в комбинации с методом [8]. Для турбулентного режима течения в пограничном слое были разработаны комбинированные разностные схемы, обеспечивающие сращивание искомых характеристик в области ламинарного подслоя и турбулентного ядра и учитывающие характер изменения μ_T поперек пограничного слоя. Это позволило увеличить скорость сходимости итерационного процесса и проводить расчеты для любых значений Re при различных величинах расхода вдуваемого газа с поверхности обтекаемого тела.

2. Рассмотрим результаты решений краевой задачи (1.1)–(1.9). Расчеты обтекания конуса, затупленного по сфере, с углом полураствора 5° проводились для определяющих параметров, соответствующих условиям испытаний в аэродинамической трубе. Геометрия модели, давление в точке торможения, интенсивность и закон расхода вдуваемого газа с поверхности затупления соответствовали данным [10]: $M_\infty = 5$, $R_N = 0,0508$ м, $p_{e0} = 3,125 \cdot 10^5$ Н/м², $(\rho v)_w(\xi) = \text{const} = 1,626$ кг/(м² · с). Расчеты, проведенные при $T_{e0} = 525$ К для условий, соответствующих начальной изотермической температуре стенки $T_w = T_H = 288$ К, показали удовлетворительное согласование теоретических и экспериментальных результатов [7]. В данном случае для исследования нестационарного процесса прогрева T_{e0} принималась равной 1500 К, теплофизические характеристики материала оболочки брались постоянными и отвечали высокотеплопроводящему материалу, выполненному из меди, и нетеплопроводной стенке с характеристиками асбеста. Степень черноты $\epsilon = 0,7$, основные расчеты проведены для тонкой оболочки ($L/R_N = 0,0425$), для которой достигаются максимальные температуры стенки.

На рис. 1 в случае ламинарных режимов течения приведены распределения тепловых потоков и температуры поверхности при обтекании непроницаемой оболочки (сплошные кривые) и при наличии вдува (штриховые) в различные моменты времени. Линии 1–3 отвечают материалу с высокой теплопроводностью ($S = 0,15$) в моменты времени $t = 0, 30, 210$ с, а 1'–3' получены для нетеплопроводной стенки ($S = 470$) при $t = 0, 1, 60$ с. В начальный момент времени при $T_H = 288$ К кривые 1, 1' совпадают. Расчеты проводились до выхода на стационарный режим протекания процесса, и дополнительно автономно рассчитывалась краевая задача определения радиационной равновесной температуры поверхности T_{wp} , нанесенной на рисунках штрихпунктирными кривыми. В этом случае при $(\rho v)_w = 0$

$$(2.1) \quad \tilde{q}_w(\xi, 0) S = \pi_{\sigma} \theta_{wp}^4,$$

а при вдуве на поверхности сферического затупления условие сохранения энергии бралось с учетом стационарного решения для тонкой пористой оболочки

$$(2.2) \quad \tilde{q}_w(\xi, 0) = \frac{\pi_{\sigma}}{S} \theta_{wp}^4 + (\overline{\rho v})_w (\theta_{wp} - \theta_H).$$

Отметим, что при решении задачи в сопряженной постановке для нетеплопроводного материала кривые 3' совпадают со значением радиационной равновесной температуры T_{wp} . Как следует из рис. 1, при $(\rho v)_w = 0$ снижение максимальной температуры T_w в окрестности точки торможения при использовании теплопроводного материала составляет около

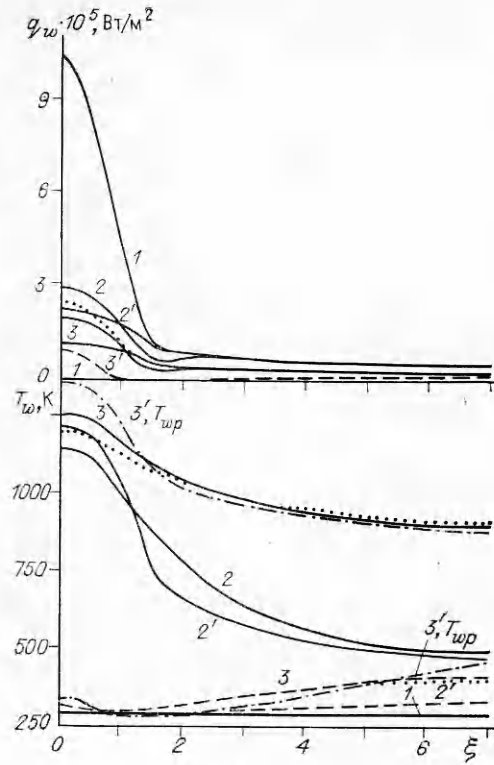


Рис. 1

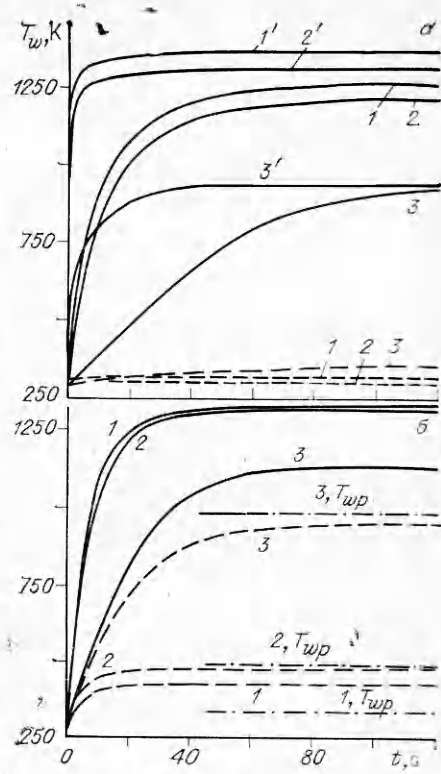


Рис. 2

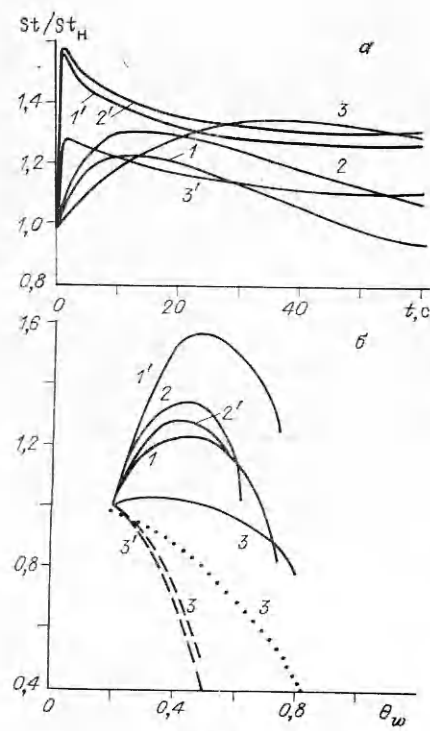


Рис. 3

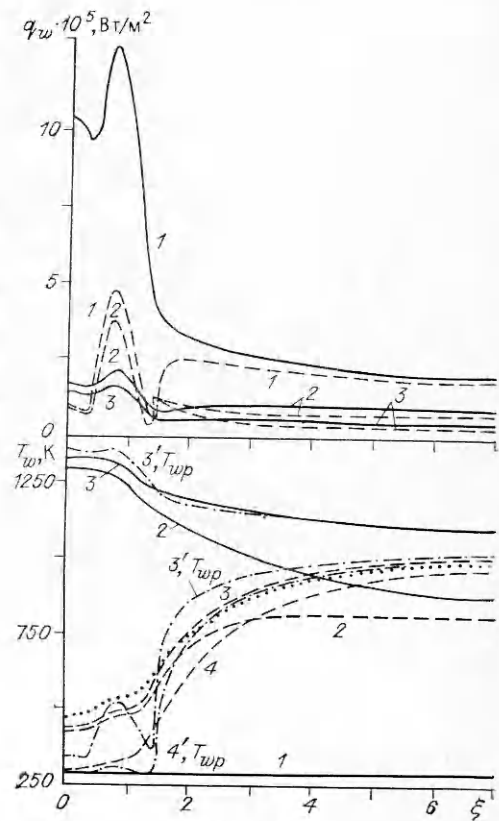


Рис. 4

100 К, что обусловлено перетеканием тепла из области затупления на коническую часть и последующим переизлучением с поверхности. Увеличение толщины оболочки в 2 раза (пунктирные линии, полученные при $t = 500$ с при выходе на стационарный режим) приводит к снижению $T_w(0)$ еще на 50 К, и, таким образом, за счет выбора L/R_N можно управлять уровнем снижения температуры оболочки в области затупления. На конической части поверхности для теплопроводного материала T_w незначительно превышает соответствующее значение температуры T_{wp} . Существенное снижение температур оболочки достигается при расчетном вдуве через пронизываемое затупление. За участком вдува реализуется режим тепловой завесы и максимальные температуры оболочки достигаются на конической поверхности. Использование теплопроводного материала также приводит к выравниванию температуры оболочки, при этом перетекание тепла происходит к сферическому затуплению и на периферийной части конуса температура становится меньше T_{wp} в отличие от обтекаемого тела.

Согласно принятым выше обозначениям кривых, на рис. 2 показана динамика изменения температуры поверхности в различных сечениях вдоль образующей (линии 1—3 для $\xi = 0,2; 0,67; 4$) для ламинарного режима течения (а) и ламинарного переходного и турбулентного режимов течения в пограничном слое (б). Видно, что для теплопроводного материала имеет место значительное затягивание времени выхода на стационарный режим протекания процесса, причем это время зависит от тепловой нагрузки вдоль образующей, толщины оболочки, теплофизических характеристик материала и очень сильно уменьшается для пористого затупления при наличии вдува газа.

Представляет интерес поведение коэффициентов теплоотдачи при прогреве оболочки. На рис. 3 приведены результаты решения сопряженной задачи в виде зависимости

$$\frac{St}{St_H} = \frac{q_w(\xi) [T_{e0} - T_H]}{[T_{e0} - T_w(\xi)] q_{wH}(\xi)},$$

представляющей собой отношение коэффициента теплоотдачи в фиксированном сечении ξ к своему значению в начальный момент времени для изотермической поверхности, от времени процесса и температуры поверхности (рис. 3, а, б). На рис. 3, а данные получены при $\xi = 1,4; 1,7; 4$ для теплопроводной стенки (кривые 1—3) и нетеплопроводного материала (1'—3'). Коэффициенты теплоотдачи либо числа Стантона ведут себя немонотонным образом, что согласуется с аналитическими решениями [4, 11], в которых показана зависимость St от температурного фактора и величины

$\frac{1}{(T_{e0} - T_w)} \frac{\partial T_w}{\partial \xi}$. При отрицательном значении $\partial T_w / \partial \xi$, характерном для рассматриваемой геометрии, St возрастает в моменты времени, близкие к начальному, когда поверхность становится неизотермической, а затем по мере уменьшения $\partial T_w / \partial \xi$ и увеличения температурного фактора начинает убывать. Сказанное выше иллюстрирует также поведение $\frac{St}{St_H}(\theta_w)$ при $\xi = 1,4$ и 4. Видно, что для тонких оболочек немонотонный характер зависимости коэффициента теплоотдачи от температуры поверхности имеет место и на конической поверхности. Такое поведение $\alpha/c_p = q_w / (H_{e0} - h_w)$ следует учитывать при решении задачи прогрева в раздельной постановке с граничными условиями третьего рода, поскольку для известных зависимостей $\alpha/c_p(T_w)$ монотонно убывает с ростом температуры поверхности, что будет приводить к занижению тепловых потоков и температуры материала на боковой поверхности тела. В этом случае для потоковых величин из газовой фазы могут быть использованы формулы [4, 11], построенные для общего случая неизотермических поверхностей.

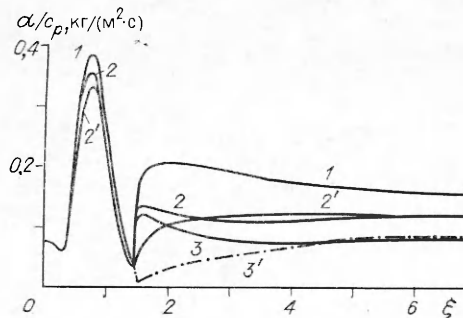
Рассмотрим далее случай турбулентного режима течения в пограничном слое. На рис. 4 приведены зависимости $q_w(\xi)$, $T_w(\xi)$ при $t = 0, 30$,

120 с для теплопроводного (кривые 1—3) и нетеплопроводного материалов оболочки (линии 1, 3' для $t = 0, 60$ с). Прочие обозначения и определяющие параметры совпадают с приведенными для рис. 1. Как и при ламинарном режиме течения, для нетеплопроводной оболочки кривые 3' совпадают со значением $T_{wp}(\xi)$, и из рис. 1, 4 видно более слабое снижение максимальной температуры поверхности за счет перетекания тепла для турбулентного режима течения при $(\rho v)_w = 0$, что обусловлено уменьшением градиентов температуры поверхности. В то же время при вдуве охладителя, используя эффекты перетекания тепла в материале, можно заметно снизить температуру оболочки в области тепловой завесы за участком вдува. Использование теплопроводного материала приводит к выравниванию и монотонному поведению температуры пористой сферической оболочки, причем распределение температуры можно изменять выбором толщины оболочки (пунктирные линии для $L/R_N = 0,085$). Как следует из расчетов, для нетеплопроводного материала на пронцаемом сферическом затуплении стационарный режим устанавливается в течение первой секунды и температура поверхности равняется величине T_{wp} , которая совпадает также с аналитическим решением, вытекающим из балансового условия на поверхности (2.2) при заданном коэффициенте теплоотдачи из газовой фазы. Поведение температуры поверхности теплопроводной оболочки от времени при вдуве газа показано на рис. 2, б, здесь же приведено стационарное значение T_{wp} в соответствующих сечениях по ξ . Из рис. 2, б также можно проследить смену монотонного характера поведения $T_w(\xi)$ для теплопроводного материала в различные моменты времени: от убывающей функции при $(\rho v)_w = 0$ до возрастающей при наличии вдува.

Для изотермической поверхности сферического затупления при различных интенсивностях вдува была проведена обработка в виде широко используемой зависимости $\alpha/c_p/(\alpha/c_p)^0$ от $(\rho v)_w/(\alpha/c_p)^0$, где $(\alpha/c_p)^0$ отвечает непроницаемой поверхности, для разных значений Re. Показано, что если для экспериментальных условий [10] при $Re = 3,872 \cdot 10^6$ теоретические и экспериментальные результаты согласуются для различных ξ в области турбулентного режима течения [7] и описываются предложенной в [12] формулой $\frac{\alpha}{c_p} / \left(\frac{\alpha}{c_p} \right)^0 = \exp \left[-0,37 \frac{(\rho v)_w}{(\alpha/c_p)^0} \right]$, то при умень-

шении Re для области максимальных тепловых потоков в районе звуковой линии имеет место заметное снижение кривых относительного коэффициента теплоотдачи или относительного теплового потока от параметра вдува $(\rho v)_w/(\alpha/c_p)^0$. Таким образом, при уменьшении Re эффективность вдува, связанная с ослаблением тепловых потоков, возрастает, что следует учитывать при оценке тепловых потоков к пронцаемой поверхности при турбулентном режиме течения.

Для вдува газа с поверхности на рис. 5 приведены распределения коэффициентов теплоотдачи вдоль образующей в те же моменты времени, что и на рис. 4, а штрихпунктирная кривая получена для равновесной температуры поверхности T_{wp} . Видно, что если на пронцаемом сферическом затуплении α/c_p меняется незначительно для расчетных распределений температуры сферы, то в завесной зоне коэффициент теплоотдачи снижается очень сильно и непосредственно за участком вдува имеет различное качественное поведение, обусловленное распределением $T_w(\xi)$ для разных материалов стенки. При турбулентном режиме течения на рис. 3, б показано отношение St/St_H в сечении $\xi = 2$ (кривые 3, 3') в отсутствие и при нали-



Р и с. 5

чии вдува к поверхности затупления (сплошные и штриховые кривые). Видно, что при $(\rho v)_w = 0$ кривая имеет слабо выраженный максимум, обусловленный неизотермическим поведением температуры стенки, и качественно согласуется с расчетами при ламинарном режиме течения. При вдуве газа зависимость $\frac{St}{St_H}(\theta_w)$ носит монотонно убывающий характер для разных материалов оболочки. Важно отметить, что расчетное поведение температуры стенки в завесной зоне приводит к очень сильным различиям в коэффициентах теплоотдачи по сравнению со случаем изотермической поверхности. Так, пунктирная кривая 3 (рис. 3, б) иллюстрирует поведение $\frac{St}{St_H}(\theta_w)$ при параметрическом изменении температуры поверхности $T_w(\xi) = \text{const}$ и может превышать результаты решения сопряженной задачи более чем в 2 раза. Таким образом, по сравнению со случаем задания изотермической стенки при решении задачи прогрева за счет выбора толщины оболочки и материала стенки конической части можно получить дополнительный существенный выигрыш в снижении тепловой нагрузки в завесной зоне за счет формирования $T_w(\xi)$ и снижения коэффициента теплоотдачи. Эти выводы согласуются с проведенным анализом влияния изотермической температуры стенки [11, 13], поскольку коэффициенты теплоотдачи убывают при положительном значении величины $\frac{1}{(T_{e0} - T_w)} \frac{\partial T_w}{\partial \xi}$, характерном для участка тепловой завесы.

Как и следовало ожидать, возрастание расхода газа-охладителя уменьшает температуру поверхности затупления и конической части тела. На рис. 4 приведены распределения вдоль образующей радиационной равновесной температуры T_{wp} (кривая 4') и температуры T_w (линия 4), соответствующей при $t = 100$ с стационарному режиму при обтекании теплопроводной оболочки, для расходов $(\rho v)_w = 3,25 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ при прочих прежних определяющих параметрах. Для нетеплопроводной стенки на сферическом затуплении максимальная температура достигает 311 К, а в зоне тепловой завесы наибольшее снижение T_w при выборе теплопроводного материала составляет более 100 К. Отметим, что при данных значениях $(\rho v)_w$ суммарный расход газа-охладителя равен 0,048 кг/с. Это определяет возможности тепловой защиты вдувом для рассмотренных времен процесса до выхода на стационарный режим.

Таким образом, в настоящей работе проиллюстрировано влияние перетекания тепла и вдува газа с поверхности на характеристики тепло-массообмена, что может быть использовано при интерпретации данных аэродинамического эксперимента. Отметим, что вывод о необходимости учета перетекания тепла вдоль поверхности модели при существенной зависимости теплового потока от продольной координаты сделан в [14], где на основании анализа экспериментальных результатов предложен подход для учета влияния растекания тепла и получены формулы для оценки ошибок вследствие пренебрежения им. Вопросы учета перетекания тепла представляются актуальными при создании датчиков теплового потока с длительными временами измерения, позволяющих уменьшить стоимость испытаний путем проведения экспериментов в изменяющихся условиях. Одной из причин погрешности определения величины теплового потока в этом случае также является перетекание тепла вдоль стенки, что следует учитывать при разработке конструкции датчика, расчетной модели и метода восстановления теплового потока к обтекаемой поверхности. Как выше показано, поставленные вопросы по учету перетекания тепла вдоль модели, неизотермичности поверхности тела и влияния этих факторов на коэффициенты теплоотдачи могут быть разрешены в рамках решения задачи в сопряженной постановке.

ЛИТЕРАТУРА

1. Башкин В. А., Решетько С. М. О максимальной температуре затупления с учетом теплопроводности // Учен. зап. ЦАГИ.— 1989.— Т. 20, № 5.
2. Башкин В. А., Решетько С. М. Температурный режим затупленных клиньев и конусов в сверхзвуковом потоке с учетом теплопроводности материала стенки // Учен. зап. ЦАГИ.— 1990.— Т. 21, № 4.
3. Лыков А. В. Теплообмен: Справочник.— М.: Энергия, 1972.
4. Зинченко В. И., Пуяткина Е. И. Решение задачи сопряженного теплообмена при обтекании тел различной формы // ПМТФ.— 1986.— № 2.
5. Sebescu T. Behaviour of turbulent flow near a porous wall with pressure gradient // AIAA J.— 1970.— V. 8, N 12.
6. Chen K. K., Thyson N. A. Extension of Emmons spot theory to flows on blunt bodies // AIAA J.— 1971.— V. 9, N 5.
7. Буреев А. В., Зинченко В. И. Расчет обтекания сферически затупленного конуса при различных режимах течения в ударном слое и вдуве газа с поверхности // ПМТФ.— 1991.— № 2.
8. Гришин А. М., Берцун В. П., Зинченко В. И. Итерационно-интерполяционный метод и его приложения.— Томск: ТГУ, 1981.
9. Яненко Н. Н. Метод дробных шагов решения многомерных задач математической физики.— Новосибирск: Наука, 1987.
10. Feldhuhn R. H. Heat transfer from a turbulent boundary layer on a porous hemisphere.— N. Y., 1976.— (Pap./AIAA; N 119).
11. Зинченко В. И., Федорова О. П. Численное исследование пространственного ламинарного пограничного слоя с учетом сопряженного теплообмена // ПМТФ.— 1988.— № 2.
12. Полежаев Ю. В., Юевич Ф. Б. Тепловая защита.— М.: Энергия, 1976.
13. Зинченко В. И., Федорова О. П. Исследование пространственного турбулентного пограничного слоя с учетом сопряженного теплообмена // ПМТФ.— 1989.— № 3.
14. Бражко В. Н., Ковалева Н. А., Майкапар Г. И. О методе измерения теплового потока с помощью термисторных покрытий // Учен. зап. ЦАГИ.— 1989.— Т. 20, № 1.

г. Томск

Поступила 19/VI 1991 г.,
в окончательном варианте — 27/IX 1991 г.

УДК 532.783

Г. М. Жаркова, Н. Г. Преображенский, С. И. Трашкеев

ДИНАМИКА ПОВЕДЕНИЯ НЕМАТИЧЕСКИХ ПЛЕНОК В ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ПОТОКАХ

Использование жидких кристаллов (ЖК) в аэродинамических исследованиях позволяет расширить набор методов диагностики потока [1—3], основанных на уникальной способности ЖК изменять свои оптические свойства под действием экстремально малых внешних воздействий. В условиях аэродинамического эксперимента ЖК, нанесенные тонким слоем на поверхность модели, могут изменять свои свойства под влиянием температуры и механического сдвига. Если способность ЖК менять свой цвет в зависимости от температуры изучена и доведена до практического использования, то влияние механического сдвига на оптические свойства ЖК изучено недостаточно.

В данной работе сделана попытка расширить исследования в этом направлении. Нами выполнен анализ изменения оптических свойств нематических ЖК (НЖК) под влиянием потока, вызывающего сдвиговое течение тонкого слоя кристалла, молекулы которого изначально определенным образом ориентированы.

Из всех видов жидких кристаллов НЖК свойствен наиболее простой порядок: его молекулы имеют тенденцию устанавливаться параллельно общей оси, характеризуемой единичным вектором \mathbf{n} (директором). При обдувании слоя ЖК потоком газа внутри слоя возникает сдвиговое течение (рис. 1), вызывающее переориентацию директора. Необходимые урав-

© Г. М. Жаркова, Н. Г. Преображенский, С. И. Трашкеев, 1992