

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

С. С. Кутателадзе, А. И. Леонтьев, Тепловая завеса при турбулентном пограничном слое газа, *ТВТ*, 1963, том 1, выпуск 2, 281–290

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением <http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 100.28.231.85

8 ноября 2024 г., 19:00:34



ТЕПЛОВАЯ ЗАВЕСА ПРИ ТУРБУЛЕНТНОМ
ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ ГАЗА

С. С. Кутателадзе, А. И. Леонтьев

Излагается приближенный метод расчета теплового режима твердой поверхности, обтекаемой турбулентным, однородным, квазиизотермическим пограничным слоем при различных способах организации тепловой завесы.

Защита твердых тел от высокотемпературного потока газа при помощи тепловой завесы находит широкое распространение в современной технике. Существуют три основных способа организации такой защиты: первый, когда производится интенсивное охлаждение начальной части обтекаемой

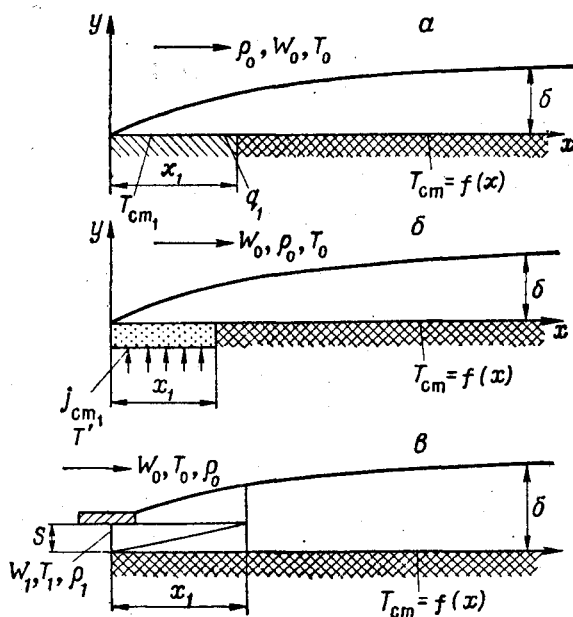


Рис. 1. Схемы тепловой защиты

горячими газами поверхности, а остальная ее часть защищается образовавшимся холодным пограничным слоем (рис. 1, а); второй, когда передняя часть защищаемой поверхности выполняется пористой и через нее подается холодный газ (рис. 1, б); третий, когда холодный газ вдувается через насадки или щели в начальном участке защищаемой поверхности (рис. 1, в).

В этой статье мы рассмотрим квазиизотермическое течение однородного, турбулентного пограничного слоя, т. е. будем считать физические свойства газа в данном интервале температур постоянными.

1. Основные соотношения для адиабатической поверхности

Имеется поверхность, обтекаемая потоком газа с температурой, вне пограничного слоя, равной T_0 ; в сечении $x = x_1$ температура поверхности равна $T_{ст.}$.

В области $x > x_1$ теплообмен через поверхность отсутствует, и ее температура является функцией координаты x . Пограничный слой — турбулентный.

Уравнение энергии для пограничного слоя при постоянных физических свойствах среды можно записать в форме [1]:

$$\frac{d Re^{**}}{dX} + \frac{Re^{**}}{\Delta T} \frac{d(\Delta T)}{dX} = Re_L St \quad (1)$$

или

$$\frac{d}{dX} (Re^{**} \Delta T) = \frac{q_{ст.} L}{g \mu c_p} \quad (2)$$

Это соотношение справедливо при любом распределении температуры и скорости внешнего потока.

Отсюда следует, что при $q_{ст.} = 0$, т. е. в области $x > x_1$,

$$Re^{**} \Delta T = \text{const.} \quad (3)$$

При постоянных физических свойствах среды и постоянной скорости течения вне пограничного слоя из (3) следует, что

$$\theta = \frac{T_0 - T_{ст.}}{T_0 - T_{ст.1}} = \frac{Re^{**}_{T_1}}{Re^{**}}; \quad (4)$$

здесь индексом 1 отмечены параметры в сечении $x = x_1$.

При $T_{ст.} = \text{const}$, $Pr \approx 1$ и не очень больших значениях формпараметра $f = \frac{\delta^{**}}{\rho v_0^2} \frac{dP}{dX}$ профили температур и скоростей близки друг к другу.

Соответственно, при этих условиях

$$\begin{aligned} \delta_T &\approx \delta \\ \delta_T^{**} &\approx \delta^{**} \end{aligned} \quad (5)$$

В области $x > x_1$ такое подобие нарушается, так как градиент температуры газа на теплоизолированной поверхности равен нулю, а градиент скорости отличен от нуля. Соответственно меняется и соотношение между толщиной потери энергии и толщиной потери импульса.

Как известно, толщина потери энергии в слое с постоянными физическими свойствами выражается формулой:

$$\frac{\delta_T^{**}}{\delta_T} = \int_0^1 \omega \left(1 - \frac{T - T_{ст.}}{T_0 - T_{ст.}} \right) d\xi_T, \quad (6)$$

где T — температура в данной точке пограничного слоя; $\xi_T = \frac{y}{\delta_T}$ безразмерное расстояние от стенки.

По мере удаления от начала теплоизолированной поверхности будет сохраняться равенство толщин теплового и гидродинамического пограничного слоев и увеличиваться пристенная область с малым градиентом температуры. В результате толщина потери энергии становится больше тол-

щины потери импульса, на что указывают и непосредственные измерения профилей скоростей и температур в пограничном слое [4, 5, 7].

Если пристенная область с малым градиентом температуры непрерывно возрастает, то максимально возможное значение толщины потери энергии при $x \rightarrow \infty$ будет равно:

$$\int_0^1 \omega \left(1 - \frac{T - T_{ст}}{T_0 - T_{ст}} \right) d\xi \Big|_{T \rightarrow T_{ст}} \rightarrow \int_0^1 \omega d\xi. \quad (7)$$

Для большинства практически важных течений при $\frac{dP}{dX} = 0$ распределение скоростей в турбулентном пограничном слое хорошо описывается известной степенной зависимостью

$$\omega = \xi^{1/4}. \quad (8)$$

При подобии полей скоростей и температур

$$\frac{\delta_r^{**}}{\delta_r} = \frac{\delta^{**}}{\delta} = 0,097, \quad (9)$$

а при $x \rightarrow \infty$, если верно (7),

$$\frac{\delta_r^{**}}{\delta_r} \rightarrow 0,875, \quad (10)$$

т. е. увеличивается примерно в 10 раз.

При $\frac{dP}{dX} \neq 0$ профиль скоростей наиболее деформирован в точке отрыва, где [1]:

$$\omega = \xi^{0,43}. \quad (11)$$

Соответственно, если точка отрыва весьма удалена от начала адиабатического участка, то для нее по формуле (7)

$$\frac{\delta_r^{**}}{\delta_r} \approx 0,7. \quad (12)$$

Таким образом, при любом градиенте давления толщина потери энергии на адиабатической поверхности, расположенной за зоной теплообмена, при $x \rightarrow \infty$ становится существенно больше толщины потери импульса.

Ниже рассматриваются некоторые конкретные приложения этих закономерностей.

2. Адиабатическая пластина с предвключенным участком теплообмена

На участке $0 < x < x_1$ температура стенки поддерживается постоянной, равной $T_{ст}$.

Число $Pt \approx 1,0$, $\omega_0 = \text{const}$, т. е. условия (5) выполняются на этом участке строго.

В области $x > x_1$ второе из соотношений (5) не выполняется в связи с описанным выше процессом выравнивания температур по толщине пограничного слоя. Первое же из соотношений (5) должно сохраняться с достаточной точностью в области $x > x_1$.

Действительно, если в сечении $x = x_1$, $\delta_r \approx \delta$, то в дальнейшем «размывание» теплового пограничного слоя вследствие турбулентного перемешивания тоже ограничено по толщине величиной гидродинамического пограничного слоя, в котором это перемешивание только и может происходить (в меру малости турбулентности внешнего потока). Поэтому для рас-

смагиваемого случая формулу (4) можно переписать в следующем виде:

$$\theta = \frac{\delta_{\tau_1}^{**}}{\delta_{\tau}^{**}} = \frac{\delta_1^{**}}{\beta \delta^{**}}, \quad (13)$$

где

$$\beta = \beta_{\tau}^{**} / \beta^{**}.$$

При $x \rightarrow x_1$, $\beta \rightarrow 1$, при $x \rightarrow \infty$, $\beta \rightarrow 9$, что следует из (9) и (10) при $\delta_{\tau} \approx \delta$ во всей рассматриваемой области течения.

Гидродинамический пограничный слой в области $x > x_1$ при квазиизотермических условиях развивается независимо от процесса теплообмена.

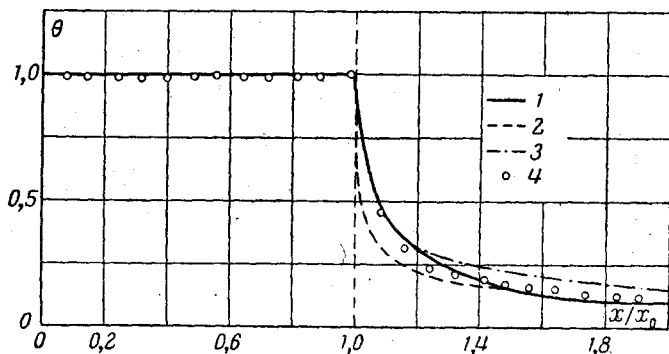


Рис. 2. Сопоставление теоретического расчета завесы (случай 1, а) с опытными данными:

1 — расчет по формуле (16); 2 — расчет по Себану; 3 — расчет по Рубе-
зину; 4 — опыты Рейнольдса и др. [2]

Следовательно, при распределении скоростей по закону (8) для пластины будет иметь место известное соотношение:

$$\frac{\delta_1^{**}}{\delta^{**}} = \left(\frac{x_1}{x} \right)^{0,8}. \quad (14)$$

Соответственно, при $x \rightarrow \infty$

$$\theta \rightarrow 0,11 \left(\frac{x_1}{x} \right)^{0,8}. \quad (15)$$

В турбулентном пограничном слое интенсивность теплообмена очень велика и предельное соотношение (15) практически справедливо при вполне конечных значениях x/x_1 . Поэтому можно построить простую интерполяционную формулу вида

$$\theta \approx \left(1 + 15,5 \frac{x - x_1}{x_1} \right)^{-0,8}, \quad (16)$$

которая при $x = x_1$ дает значение $\theta = 1$, а при $x \rightarrow \infty$ переходит в предельную формулу (15).

На рис. 2 приведено сопоставление расчетов по формуле (16) с опытными данными из работы [2]. Там же нанесены расчеты по методу «суперпозиций» [3]. Из рис. 2 видно, что изложенная выше теория хорошо согласуется с экспериментальными данными и приводит к весьма простым и отчетливым расчетным соотношениям.

3. Адиабатическая пластина с предвключенным пористым участком

На пористом участке $0 < x < x_1$ в пограничный слой подается холодный газ. Уравнение энергии для пористой пластины можно записать в виде [1]

$$\frac{d \operatorname{Re}_{\tau}^{**}}{dX} \cdot \frac{\operatorname{Re}_{\tau}^{**}}{\Delta T} \frac{d(\Delta T)}{dX} = \operatorname{Re}_L St_0 (\psi_s + b_{\tau}), \quad (17)$$

где $b_T = \frac{c_p' j_{ct}}{c_{p_0} \rho_0 \omega_0 St_0}$ — тепловой параметр вдува; $\psi_s = St/St_0$ — относительный критерий Стантона.

Из уравнения теплового баланса следует, что

$$\psi_s = K \cdot b_T, \quad (18)$$

где $K = \frac{T_{ct} - T'}{T_0 - T_{ct}}$ и T' — температура охлаждающего газа на входе в пористую пластину.

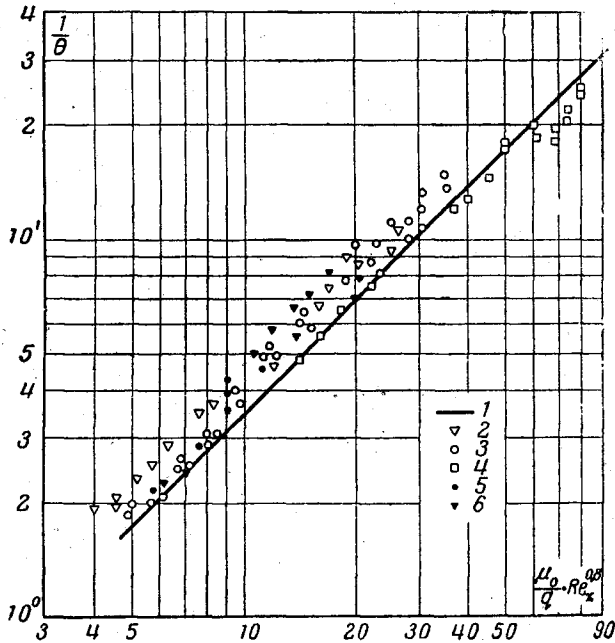


Рис. 3. Сопоставление теоретического расчета завесы (случай 1, б) с опытами:

1 — расчет по уравнению (24); 2 — 6 — опыты Нищивака и др. [4]

Принимая температуру пористой пластины постоянной по длине, с учетом уравнения (18) получаем (при $c_{p_0} = c_p'$):

$$\frac{d Re_T^{**}}{dX} = Re_L \tilde{j}_{ct} (1 + K), \quad (19)$$

где

$$\tilde{j}_{ct} = \frac{j_{ct}}{\rho_0 \omega_0}.$$

Интегрируя, имеем:

$$Re_{T_1}^{**} = Re_{ct_1} (1 + K_1), \quad (20)$$

где

$$Re_{ct_1} = \frac{j_{ct} x_1}{\mu_0}.$$

Для теплоизолированной части пластины остаются в силе уравнения (3) и (4).

Тогда

$$1 + K = (1 + K_1) \cdot \frac{Re_T^{**}}{Re_{T_1}^{**}} \quad (21)$$

На участке пористой пластины $Re^{**} = Re_r^{**}$, а на теплоизолированной части при $x \rightarrow \infty$, $Re_r^{**} \approx 9Re^{**}$. Из уравнения импульсов для теплоизолированной части пластины следует:

$$Re^{**} = [(1 + m) A Re_{\Delta x} + Re_1^{**m+1}]^{\frac{1}{m+1}}, \quad (22)$$

где A и m — коэффициенты в степенном законе трения. С учетом уравнения (22) имеем:

$$K = 9(1 + K_1) \left[1 + (1 + m) A \frac{Re_{\Delta x}}{[Re_{ст}(1 + K_1)]^{m+1}} \right]^{\frac{1}{m+1}} - 1. \quad (23)$$

Для области больших x получаем (при $m = 0,25$ и $A = 0,0128$, что соответствует профилю скоростей (8)):

$$K = 0,33 \frac{\mu_0}{g_1} Re_x^{0,8} - 1, \quad (24)$$

где

$$g_1 = j_{ст} x_1.$$

На рис. 3 приводится сопоставление опытных данных работы [4] с расчетом по формуле (24). Видно, что эта формула находится в удовлетворительном соответствии с опытом, отчетливо очерчивая нижнюю часть совокупности экспериментальных точек.

Таким образом, теоретический расчет дает в данном случае некоторый инженерный «запас» при расчете эффективности завесы, создаваемой вдувом газа через пористую пластину.

4. Адиабатическая пластина с газовой завесой

Схема задачи показана на рис. 1, в. Основной поток газа имеет скорость w_0 и температуру T_0 . Через щелевую насадку высотой s вдувается тот же газ со средней скоростью в этом сечении, равной w_1 и температурой T_1 . Физические свойства газа постоянны. Тепловой поток через пластину отсутствует.

На участке $0 < x < x_1$ пластина соприкасается только с газом завесы и, соответственно, во всех точках имеет температуру $T_{ст} = T_{ст_1} = T_1$. С сечения $x = x_1$ начинает развиваться тепловой пограничный слой из-за перемешивания завесы с основным потоком. Соответственно, при $x > x_1$, $T_{ст} = T_{ст}(x)$. Формула (13) принимает в данном случае вид

$$\theta = \frac{T_0 - T_{ст}}{T_0 - T_1} = \frac{\delta_{T_1}^{**}}{\beta \delta^{**}}. \quad (25)$$

При $x \rightarrow \infty$ пограничный слой на пластине перестает зависеть от начальных условий, т. е. не зависит от наличия или отсутствия на начальном участке газовой завесы,

$$\delta^{**} |_{x \rightarrow \infty} \rightarrow 0,036 \cdot x Re_x^{-0,2}, \quad (26)$$

где

$$Re_x = \frac{w_0 x}{\nu}.$$

Формула (26) соответствует закону распределения скоростей (8). В сечении $x = x_1$ в соответствии с (6) имеем:

$$\delta_{T_1}^{**} = \int_0^h \frac{w}{w_0} \left(1 - \frac{T - T_1}{T_0 - T_1} \right) dy. \quad (27)$$

С другой стороны, из теплового и материального балансов следует, что

$$\int_0^h c_p \rho w T dy = c_{p_1} \rho_1 w_1 T_1 s + c_{p_0} \rho_0 w_0 T_0 (h - s), \quad (28)$$

$$\int_0^h \rho w dy = \rho_1 w_1 s + \rho_0 w_0 (h - s).$$

Решая эти уравнения, находим, что в рассматриваемом случае

$$\delta_{\tau_1}^{**} = \frac{\rho_1 w_1}{\rho_0 w_0} s. \quad (29)$$

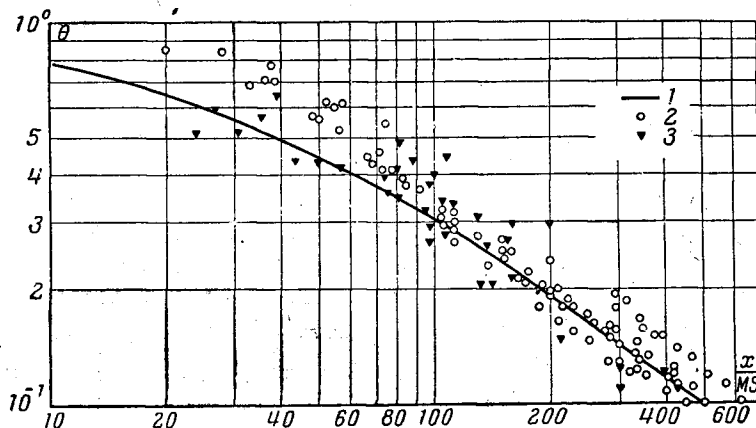


Рис. 4. Сопоставление теоретического расчета завесы (случай 1, θ) с опытами:

1 — расчеты по уравнению (34); 2 — опыты Себана [5]; 3 — опыты Палеля [6]

При одинаковых физических свойствах основного потока и газовой завесы

$$\delta_{\tau_1}^{**} = \frac{w_1}{w_0} s. \quad (30)$$

Подставляя последнее выражение в (25) и принимая во внимание (26) и 9), находим, что при $x \rightarrow \infty$

$$\theta \rightarrow 3,1 \operatorname{Re}_s^{0,2} \left(\frac{w_1 s}{w_0 x} \right)^{0,8}, \quad (31)$$

где $\operatorname{Re}_s = \frac{w_1 s}{\nu}$ — число Рейнольдса для газовой завесы на срезе насадки.

Строя интерполяционную формулу, аналогичную (16), получаем для области $x > x_1$:

$$\theta \approx \left[1 + 0,24 \operatorname{Re}_s^{-0,25} \frac{w_0 (x - x_1)}{w_1 s} \right]^{-0,8}. \quad (32)$$

В области $0 < x < x_1$, $\theta = 1$. Используя известные формулы для запыленной струи, можем принять, что при $w_1 < w_0$ [8]

$$\frac{x_1}{s} \approx \left[\left(0,107 + 0,037 \cdot \frac{w_1}{w_0} \right) \frac{w_0 - w_1}{w_0 + w_1} \right]^{-1}. \quad (33)$$

Если пренебречь участком x_1 , т. е. принять некоторый «запас надежности» тепловой защиты, то мы имеем

$$\theta \approx \left(1 + 0,24 \cdot \operatorname{Re}_s^{-0,25} \cdot \frac{w_0 x}{w_1 s} \right)^{-0,8}. \quad (34)$$

На рис. 4 дано сопоставление расчетов по формуле (34) с данными работ

[5, 6], в которых способ ввода газовой завесы близок к схеме 1, в. В области $\frac{\omega_0 x}{\omega_{1s}} > 60$ совпадение вполне удовлетворительное. В области $\frac{\omega_0 x}{\omega_{1s}} < 60$ опытные данные располагаются несколько выше, т. е. теория и в данном случае дает некоторый «запас надежности» по эффективности действия завесы.

На рис. 5 приведены данные работы [7], в которой газ вдувался через щели с углом выхода в 30° по отношению к основному потоку. В этом слу-

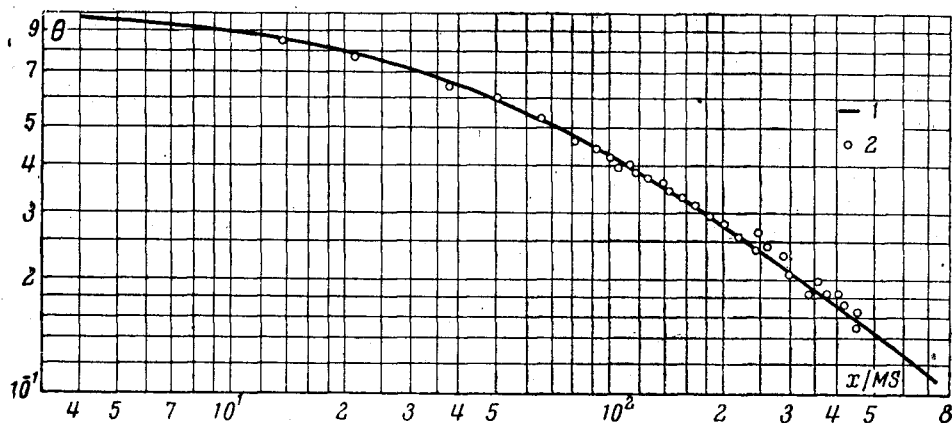


Рис. 5. Газовая завеса с подводом охлаждающего газа под углом к основному потоку:

1 — расчет по (34) с поправочным коэффициентом $\varphi = 1,2$; 2 — опыты Хартнета и др. [7]

чае эффективность газовой завесы повышается, по-видимому, вследствие некоторого увеличения сечения газовой завесы при ее развороте на пластину. Однако общая закономерность, выражаемая формулой (34), сохраняется и в этом случае. Количественное согласование теории и опыта достигается введением «коэффициента формы струи» при комплексе $\frac{\omega_0 x}{\omega_{1s}}$, который мало отличается от единицы и в данном случае оказывается равным примерно 1,2.

Следует отметить, что зависимость (34) не только правильно отображает основные закономерности газовой завесы на пластине, но и выглядит гораздо проще, чем предложенный ранее в работе [8] метод расчета.

5. Теплообмен при наличии газовой завесы

Уравнение теплового пограничного слоя в области газовой завесы при наличии теплообмена через стенку на участке $x > x_1$ можно записать в следующем виде:

$$\frac{d}{dx} [(T_{ст} - T_{ст}^*) \delta_T^{**} + (T_{ст}^* - T_0) \delta_{T1}^{**}] = \frac{q_{ст}}{gc_p \rho_0 \omega_0}, \quad (35)$$

где

$$\delta_T^{**} = \int_0^{\delta} \frac{\rho \omega}{\rho_0 \omega_0} \left(\frac{T - T'}{T_{ст} - T_{ст}^*} \right) dy;$$

$$\delta_{T1}^{**} = \int_0^{\delta} \frac{\rho \omega}{\rho_0 \omega_0} \left(\frac{T' - T_0}{T_{ст}^* - T_0} \right) dy, \quad (36)$$

T' — температура в данной точке пограничного слоя на теплоизолированной поверхности; $T_{ст}^*$ — температура теплоизолированной стенки.

Согласно уравнению (2)

$$\frac{d}{dx} [(T_{ст}^* - T_0) \delta_{т1}^{**}] = 0. \quad (37)$$

Следовательно, для рассматриваемых условий сохраняется обычное уравнение теплового пограничного слоя (1), если толщину потери энергии определить по уравнению (36), а в качестве характерного перепада температур в критерии Стантона принять разность между «равновесной» температурой стенки и температурой стенки ($T_{ст}^* - T_{ст}$).

Принимая закон теплообмена в виде:

$$St = A \cdot Re_T^{*-m} \cdot Pr^{-0,75}, \quad (38)$$

получаем

$$Re_T^{**} = \frac{1}{\left[\theta - \frac{T_0 - T_{ст}}{T_0 - T_{ст1}} \right]} \left\{ (m+1) A Pr^{-0,75} \cdot Re_L \int_{x_1}^{\bar{x}} \left[\theta - \frac{T_0 - T_{ст}}{T_0 - T_{ст1}} \right]^{m+1} d\bar{x} + \left[\left(\frac{T_{ст} - T_0}{T_0 - T_{ст1}} \right) Re_T^{**} \right]_{x_1}^{m+1} \right\}^{\frac{1}{m+1}}. \quad (39)$$

Таким образом, при заданном законе изменения температуры стенки с учетом уравнений (16), (24) и (32) для θ , по формуле (39) можно подсчитать изменение Re_T^{**} по длине пластины и по уравнению (38) определить значение критерия Стантона.

В частном случае, когда $T_{ст} - T_{ст}^* = \text{const}$, из уравнений (38) и (39) получаем обычную формулу для коэффициента теплообмена при обтекании плоской пластины. Такой же результат получается и для случая $T_{ст} = \text{const}$, если $\frac{T_0 - T_{ст}}{T_0 - T_{ст1}} \gg \theta$, т. е. для этих условий при расчетах теплообмена при наличии газовой завесы можно пользоваться обычной формулой, если перепад температур в критерии Стантона определить как разницу между температурой стенки и «равновесной» температурой стенки. Этот вывод подтверждается опытными данными работы [7].

6. Газовая завеса на шероховатой пластине

Изложенные выше соображения можно распространить и на обтекание шероховатой поверхности.

Если принять коэффициент трения на шероховатой пластине постоянным по длине, то

$$\delta^{**} = \frac{c_f}{2} x, \quad (40)$$

где $c_f = \text{const}$ и по величине больше, чем коэффициент трения на гладкой поверхности.

С учетом уравнений (25) и (30) имеем:

$$\theta \approx \left[1 + \frac{\beta \cdot c_f}{2} \frac{x}{ms} \right]^{-1} \quad (41)$$

или

$$\theta \approx \left[1 + 4,5 c_f \frac{x}{ms} \right]^{-1}. \quad (42)$$

Из формул (41) и (42) видно, что эффективность газовой завесы на шероховатой пластине меньше, чем на гладкой.

Строго говоря, при постоянной шероховатости коэффициент трения изменяется по длине пластины. Если воспользоваться формулой Шлихтинга:

$$c_f = \left(2,87 + 1,58 \lg \frac{x}{K_s} \right)^{-2,5}. \quad (43)$$

то уравнение импульсов примет вид:

$$\frac{d\delta^{**}}{dx} = 0,5 \left(2,87 + 1,58 \lg \frac{x}{K_s} \right)^{-2,5}, \quad (44)$$

Следовательно:

$$\delta^{**} = \int_0^x 0,5 \left(2,87 + 1,58 \lg \frac{x}{K_s} \right)^{-2,5} dx. \quad (45)$$

С учетом уравнений (25) и (30) получаем:

$$\theta = \frac{ms}{4,5 \int_0^x \left(2,87 + 1,58 \lg \frac{x}{K_s} \right)^{-2,5} dx}. \quad (46)$$

Разумеется, что формулами (42) и (46) для количественных оценок следует пользоваться с некоторой осторожностью, так как формула (43) справедлива для однородной зернистой шероховатости.

Институт теплофизики
Сибирского отделения Академии наук СССР

Поступила в редакцию
3 V 1963

ЛИТЕРАТУРА

1. С. С. Кутателадзе, А. И. Леонтьев, Турбулентный пограничный слой сжимаемого газа. СО АН СССР, 1962.
2. W. C. Reynolds, W. M. Kaye, S. I. Kline, Trans. ASME. Series, C, 82, № 4, 341, 1960.
3. Э. Р. Эккерт, Р. М. Дрейк, Теория тепло- и массообмена. Госэнергоиздат, 1961.
4. Niichi Nishiwaki, Masaru Hirata, Akira Tsuchida, Trans. ASME, part IV, sect. A, 675, 1961.
5. R. A. Seban, Trans. ASME, Series, C, 82, 303, 1960.
6. Papell, A. M. Trout, Experimental Investigation of air-Film — Cooling Applied to an Adiabatic Wall by Means of an Axially Discharging Slot, NASA, TN D-9, 1959.
7. I. P. Hartnett, R. C. Birkebak, E. R. G. Eckert, Trans. ASME, Series C, 83, № 3, 293, 1961.
8. Г. Н. Абрамович, Теория турбулентных струй, Физматгиз, 1960.
9. Г. Шлихтинг, Теория пограничного слоя, ИЛ, 1956.