

ЛИТЕРАТУРА

1. Авдеевский В. С. Расчет трехмерного ламинарного пограничного слоя на линиях растекания. Изв. АН СССР, Механика и машиностроение, 1962, № 1.
2. Reshotko E., Beckwith J. Compressible laminar boundary layer over a jawed infinity cylinder with heat transfer and arbitrary Prandtl Number. NASA Rep. 1379. 1958.
3. Beckwith J. Similar solution for the compressible boundary layer on a yawed cylinder with transpiration cooling. NASA TR R-42, 1959.
4. Тирский Г. А. Теплопередача в окрестности передней кромки наклонного к потоку бесконечно длинного цилиндра, обтекаемого диссоциированным воздухом. Изв. АН СССР, Механика и машиностроение, 1962, № 6.
5. Струминский В. В. Уравнения трехмерного пограничного слоя в сжимаемом газе на произвольной поверхности. Докл. АН СССР, 1957, т. 114, № 2.
6. Torham D. R., Grad R. A. S. A correlation of leading edge transition and heat transfer on swept cylinders in supersonic flow. J. Royal Aeronaut. Soc., 1965, No. 649.

ЗАГРАДИТЕЛЬНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ ПРИ ПОДАЧЕ ИНОРОДНОГО ВЕЩЕСТВА В ТУРБУЛЕНТНЫЙ ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ

Э. П. Волчков, Е. Г. Зауличный, С. С. Кутателадзе, А. И. Леонтьев
(Новосибирск)

Большинство работ по заградительному охлаждению посвящено исследованию влияния вдува однородного газа. В работе [1] анализируется случай тангенциального вдува газа в пограничный слой, когда его теплоемкость c_{p_s} мало отличается от теплоемкости основного потока c_{p_0} .

Цель настоящей работы — исследование эффективности заградительного охлаждения теплоизолированной плоской стенки при местной подаче инородного вещества в турбулентный пограничный слой.

1. Если пренебречь термо- и бародиффузией и диффузионной теплопроводностью, то уравнение энергии пограничного слоя на плоской стенке в общем виде можно записать [2] так:

$$\rho w_x \frac{\partial i}{\partial x} + \rho w_y \frac{\partial i}{\partial y} = - \frac{\partial q}{\partial y} \quad (1.1)$$

При условии, что число Прандтля $P = 1$ и число Льюиса $L = 1$, для плотности теплового потока имеем

$$q = - \frac{\Lambda}{C_p} \frac{\partial i}{\partial y} \quad \left(i = \int_0^T c_p dT + i^o \right) \quad (1.2)$$

Здесь i^o — теплота образования данного компонента, C_p — теплоемкость смеси газов.

Интегрируя уравнение (1.1) по толщине энтальпийного пограничного слоя и вводя понятие толщины потери полной энергии

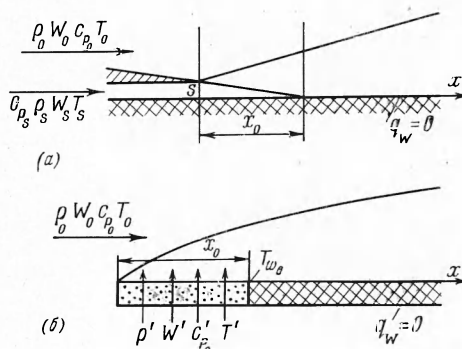
$$\delta_i^{**} = \int_0^{\delta_i} \frac{\rho w}{\rho_0 w_0} \left(\frac{i - i_0}{i_w - i_0} \right) dy \quad (1.3)$$

получим интегральное соотношение энергии пограничного слоя

$$\frac{dR_i^{**}}{dX} + \frac{R_i^{**}}{\Delta i} \frac{d\Delta i}{dX} - \frac{j_w}{\rho_0 w_0} R_L = R_L \frac{q_w}{\rho_0 w_0 \Delta i} \quad (1.4)$$

$$R_i^{**} = \frac{\rho_0 w_0 \delta_i^{**}}{\mu_0}, \quad X = \frac{x}{L}, \quad R_L = \frac{\rho_0 w_0 L}{\mu_0}, \quad \Delta i = i_w - i_0$$

Здесь j_w — поперечный поток вещества на стенке.



Фиг. 1

Рассмотрим турбулентный пограничный слой на непроницаемой стенке за областью подвода инородного вещества (фиг. 1), когда тепловой поток через стенку $q_w = 0$. Охлажденный газ подается через тангенциальную щель (фиг. 1, а) или начальный пористый участок (фиг. 1, б). Если в качестве охладителя используется жидкость и она испаряется или на начальном участке пластины протекают химические реакции, то действие образовавшихся при этом газообразных продуктов аналогично подаче инородного газа.

Для определения температуры теплоизолированной стенки (тепловой эффективности) воспользуемся методом, изложенным в работах [2,3].

Интегрируя уравнение (1.4) по длине от x_0 до x при $j = 0$ и $q_w = 0$, получим

$$R_i^{**} \Delta i = R_{i_0}^{**} \Delta i_0, \quad \theta_i = \frac{i_0 - i_w^*}{i_0 - i_{w_0}} = \frac{R_{i_0}^{**}}{R_i^{**}} = \frac{\delta_{i_0}^{**}}{\delta_i^{**}} \quad (1.5)$$

$$(\theta_i = 1 \text{ при } 0 < x < x_0)$$

Здесь i_w^* — полная энтальпия смеси газов на теплоизолированной стенке; i_{w_0} и $\delta_{i_0}^{**}$ — значения полной энтальпии смеси газов на стенке и толщины потери полной энергии в сечении $x = x_0$.

Максимальная интенсивность турбулентного перемешивания имеет место в окрестности стенки (но вне вязкого подслоя), где $\partial w_x / \partial y \rightarrow \max$. Поэтому в пристенной области пограничного слоя будет быстрее происходить выравнивание параметров потока, и, следуя работам [2,3], при $x \rightarrow \infty$ можно записать для квазиизотермического течения со степенной аппроксимацией профиля скорости ($n = 1/7$)

$$\beta = \frac{\delta_i^{**}}{\delta^{**}} \rightarrow \beta_{\max} = 9 \quad \left(\delta^{**} = \int_0^{\delta} \frac{\rho w}{\rho_0 w_0} \left(1 - \frac{w}{w_0} \right) dy \right) \quad (1.6)$$

при этом $\rho \rightarrow \rho_w \rightarrow \rho_0$, δ^{**} — толщина потери импульса пограничного слоя.

Толщина потери импульса находится из решения уравнения импульсов для плоской пластины [3] и при $x \rightarrow \infty$ для квазиизотермического течения несжимаемой жидкости

$$R^{**} = [A(m+1) R_x]^{1/(m+1)} \quad (R^{**} = \rho_0 w_0 \delta^{**} / \mu_0) \quad (1.7)$$

Здесь A и m — коэффициент и показатель степени в степенной аппроксимации закона трения ($A = 0.0128$, $m = 0.25$ — для степенного профиля с $n = 1/7$).

Из равенств (1.5) — (1.7) можно построить интерполяционную формулу

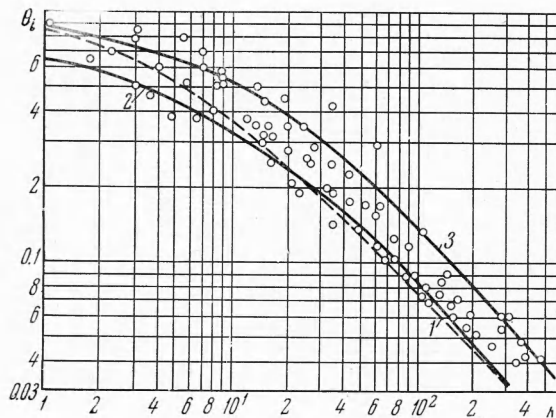
$$\theta_i = [1 + 0.24 R_{\Delta x} / R_{i_0}^{**1.25}]^{-0.8} \quad (1.8)$$

Для случая подачи охладителя через начальный пористый участок при наличии химических реакций или фазовых превращений на начальном участке стенки значение числа Рейнольдса $R_{i_0}^{**}$, построенного по толщине потери полной энергии, находится из решения уравнения энергии на начальном участке.

При вдуве газа через тангенциальную щель [4],

$$R_{i_0}^{**} = \frac{\rho_s w_s s}{\mu_0} = R_s \frac{\mu_s}{\mu_0} \quad (1.9)$$

Из выражения (1.8) видно, что тепловая эффективность, записанная через полные энтальпии при вдуве инородного газа, описывается такой же формулой, как и при вдуве однородного газа. Если для решения воспользоваться принципом суперпози-



Фиг. 2

ции тепловых полей, то можно получить формулы, аналогичные полученным ранее в работе [4]

$$\theta_i = \left\{ \left[1 + \frac{62.5}{k + 0.143} \right]^{0.114} - 1 \right\}^{0.8} [1 + 0.016k]^{-0.16} \quad \text{при } \frac{w_s}{w_0} \ll 1 \quad (1.10)$$

$$\theta_i = \left\{ \left[1 + \frac{62.5}{k + 2} \right]^{0.2} - 1 \right\}^{0.8} [1 + 0.016k]^{-0.16} \quad \text{при } \frac{w_s}{w_0} \approx 1 \quad (1.11)$$

$$\left(k = \frac{R_{\Delta x}}{R_s^{1.25}} \left(\frac{\mu_0}{\mu_s} \right)^{1.25} \right)$$

Кривые 1, 2, 3 на фиг. 2 получены соответственно расчетам по формулам (1.8), (1.10) и (1.11) при вдуве гелия через тангенциальную щель в поток воздуха; точки — результаты опытов Папелла и Хатча [1]. Расчет удовлетворительно согласуется с опытными данными. В практических расчетах необходимо определить температуру стенки, для чего необходимо знать теплоемкость смеси газов на стенке.

Уравнение переноса массы без учета термо- и бародиффузии имеет вид

$$\rho w_x \frac{\partial K}{\partial x} + \rho w_y \frac{\partial K}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho D \frac{\partial K}{\partial y} \right) \quad (1.12)$$

Здесь K — полная концентрация вдуваемой компоненты. Из уравнений (1.1) и (1.12) следует, что существует подобие полей полных энтальпий и весовых концентраций при подобных граничных условиях.

В таком случае имеем

$$\theta_i = \frac{i_0 - i_{in}^*}{i_0 - i_{w_0}} = \frac{K_0 - K_w^*}{K_0 - K_{w_0}}, \quad \text{или} \quad K_w^* = K_0 - \theta_i (K_0 - K_{w_0}) \quad (1.13)$$

Здесь K_w^* — концентрация вдуваемой компоненты на стенке в текущем сечении; K_{w_0} — концентрация вдуваемой компоненты на стенке в сечении $x = x_0$. Теплоемкость смеси газов на стенке

$$c_{pw}^* = c_{ps} K_w^* + c_{p_0} (1 - K_w^*) = c_{p_0} + (c_{ps} - c_{p_0}) K_w^* \quad (1.14)$$

Из равенства (1.14) и выражения для θ_i

$$\theta_i = \frac{c_{pw}^* T_{w_0} - c_{p_0} T_0}{c_{pw_0} T_{w_0} - c_{p_0} T_0} \quad (1.15)$$

получаем связь

$$\theta_i = \frac{T_{w_0}^* - T_0}{T_{w_0} - T_0} = \frac{\theta_i (c_{pw_0} T_{w_0} - c_{p_0} T_0) - (c_{pw_0} - c_{p_0}) T_0 K_w^*}{[c_{p_0} + (c_{pw_0} - c_{p_0}) K_w^*] (T_{w_0} - T_0)} \quad (1.16)$$

Здесь K_w^* находится по (1.13). В случае вдува инородного газа через тангенциальную щель

$$K_0 = 0; \quad K_{w_0} = 1, \quad T_{w_0} = T_s, \quad c_{pw_0} = c_{ps}$$

из равенств (1.13) и (1.16) получим зависимость

$$\theta_i = \frac{\theta_i c_{ps}}{\theta_i (c_{ps} - c_{p_0}) + c_{p_0}} \quad (1.17)$$

Эта формула совпадает с полученной ранее для этого случая в работе [1].

2. Пусть толщина потери энергии представляется, как в работе [3], выражением

$$\delta_T^{**} = \int_0^{\delta_T} \frac{c_p \rho w}{c_{p_0} \rho_0 w_0} \left(1 - \frac{T - T_w}{T_0 - T_w} \right) dy \quad (2.1)$$

Тогда интегральное соотношение энергии записывается через температуру [3]

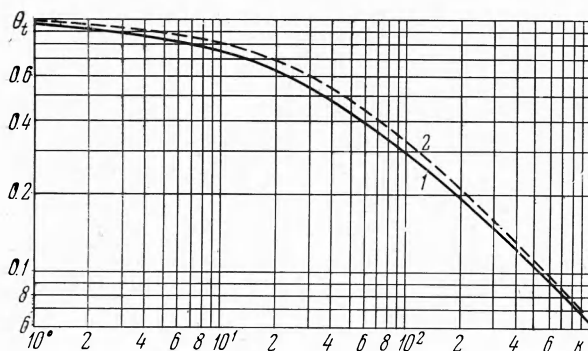
$$\frac{d\delta_T^{**}}{dx} + \frac{\delta_T^{**}}{\Delta T} \frac{d(\Delta T)}{dx} - \frac{i_w c_p}{\rho_0 w_0 c_{p_0}} = \frac{q_w}{c_{p_0} \rho_0 w_0 \Delta T} \quad (2.2)$$

Это уравнение справедливо только в случае, когда теплоемкости основного потока и вдуваемого газа не сильно отличаются. Тогда, проделав с равенством (2.2) те же операции, что и с уравнением (1.4), можно получить формулы для θ_i , аналогичные (1.8), (1.10) и (1.11), с той лишь разницей, что вместо R_{ic} ** надо подставлять

$$R_T^{**} = R_s \frac{c_{Ts}}{c_{p0}} \frac{\mu_s}{\mu_0} \quad (2.3)$$

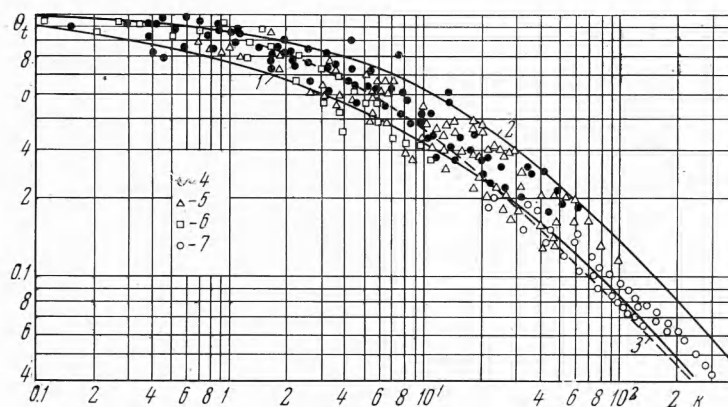
и соответственно

$$k = \frac{R_{\Delta x}}{R_s^{1.25}} \left(\frac{\mu_0 c_{p0}}{\mu_s c_{ps}} \right)^{1.25} \quad (2.4)$$



Фиг. 3

На фиг. 3 дано сопоставление расчетов через энтальпии по формуле (1.8) и (1.9) — кривая 1, а также по формуле (1.8) с учетом (2.3) — кривая 2, для случая вдува гелия в воздух. Как видно, даже для случая, когда $c_{ps}/c_{p0} = 5.2$, расчеты мало отличаются.!



Фиг. 4

На фиг. 4 дано сопоставление расчетов для θ_i (кривые 1, 2, 3 соответственно) по формулам (1.10), (1.11), (1.8) с учетом (2.3) и (2.4) с опытами по щелевому охлаждению вдувом при $0 < w_s/w_0 < 1$ различных авторов: точки 4 (круглые темные) — гелий в воздух [1], 5 — воздух в воздух $T_s/T_0 \approx 0.6$ [1], 6 — воздух в воздух $T_s/T_0 \approx 0.3$ [5], 7 — воздух в воздух $T_s/T_0 \approx 1$ [6].

Поступила 18 X 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. Stollery I. L., El-Ehwany A. A. A Note on the use of a Boundary-Layer Model for Correlating Film-Cooling Data. Internat. J. Heat and Mass Transfer, 1965, vol. 8, No. 1.
2. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Тепловая завеса при турбулентном пограничном слое газа. Теплофизика высоких температур, 1963, № 2.
3. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое (под ред. С. С. Кутателадзе). Изд. СО АН СССР, 1964.
4. Волчков Э. П., Левченко В. Я. Эффективность газовой завесы в турбулентном пограничном слое. ПМТФ, 1965, № 5.
5. Бородачев В. Я. Теоретическое и экспериментальное исследование воздушно-заградительного охлаждения плоской пластины. Оборонгиз, 1956.
6. Seban R. A. Heat Transfer and Effectiveness for a Turbulent Boundary Layer With Tangential Fluid Injection. Trans. ASME, C, 1960, vol. 82, No. 4.