

УДК 532.517.4

© 1997 г. В.Г. ЛУЩИК, А.Е. ЯКУБЕНКО

ПРИСТЕННАЯ ГАЗОВАЯ ЩЕЛЕВАЯ ЗАВЕСА НА ПЛАСТИНЕ. СРАВНЕНИЕ РАСЧЕТА С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Разработанная авторами методика расчета пограничного слоя в соплах жидкостных ракетных двигателей (ЖРД), базирующаяся на трехпараметрической дифференциальной модели турбулентности, тестирована на известных экспериментальных данных по течению в пограничных слоях на пластине в безградиентном потоке при наличии щелевого тангенциального вдува газа. Получено удовлетворительное согласование расчета с экспериментом как по интегральным, так и по локальным характеристикам течения и тепломассообмена в широком диапазоне изменения параметров потока вдуваемого газа и газа основного потока и геометрии щели завесы. Проведенное исследование позволило установить определяющие параметры, оказывающие существенное влияние на эффективность завесы.

Одной из основных проблем при разработке мощных жидкостных ракетных двигателей (ЖРД) является защита стенок сопла от тепловых потоков, достигающих в области критического сечения сопла десятков МВт/м². Для снятия больших тепловых потоков наряду с внешним охлаждением используется завесное охлаждение стенок сопла путем подачи охладителя через тангенциальные щели.

Отметим основные особенности завесного охлаждения в современных ЖРД. Как правило, в двигателях организуется несколько поясов щелевых завес, расположенных в цилиндрической части сопла. Таким образом, формирование завесы происходит в области малого градиента давления, а далее по потоку вдуваемый газ попадает в область значительного градиента давления (максимального в районе критического сечения сопла) и существенного влияния сжимаемости, обусловленной высокой скоростью течения и большой разностью температур потока и стенки сопла. Характерный расход охладителя в завесу, отнесенный к суммарному расходу топлива через двигатель, не превышает 1% при относительной массовой скорости потока завесы $m = 0,5-1$ [1].

Для расчета пограничного слоя в соплах ЖРД авторами разработана методика, базирующаяся на трехпараметрической дифференциальной модели турбулентности [2], обобщенной на течение с теплообменом [3] и прошедшей всестороннюю проверку в широком классе задач течения и теплообмена в пограничных слоях и каналах [4]. На основе этой методики создана программа ZAVESA расчета сжимаемого турбулентного пограничного слоя в соплах ракетных двигателей с газовым завесным охлаждением, которая позволяет определять потери удельного импульса из-за трения, тепловые потоки и другие характеристики течения и тепломассообмена в пограничном слое [5, 6].

Цель настоящей работы – дальнейшее уточнение методики расчета в части задания входных условий в потоке завесы и основном потоке, исследование влияния их на характеристики течения и тепломассообмена и установление основных параметров, оказывающих существенное влияние на эффективность завесы.

Для тестирования использованы известные экспериментальные данные по течению и тепломассообмену в пограничных слоях на пластине в безградиентном

потоке при наличии тангенциального вдува газа в широком диапазоне изменения отношения скоростей, плотностей вдуваемого газа и газа основного потока и геометрии щели завесы.

Полученные в настоящей работе результаты относятся к области формирования завесы в цилиндрической части сопел, где влияние градиента давления мало. Дальнейшее развитие работы предполагает учет градиента давления и сжимаемости газа и исследование их влияния на характеристики течения и теплообмена пограничного слоя с завесой в соплах.

1. Постановка задачи. Для расчета течения и теплообмена в сжимаемом турбулентном пограничном слое однородного газа с заданным градиентом давления используются уравнения неразрывности, движения и энергии, которые для стационарного осесимметричного случая имеют вид [7]

$$\rho u \frac{\partial r}{\partial x} + \rho v \frac{\partial r}{\partial y} = 0 \quad (1.1)$$

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial y} \left(\eta \frac{\partial u}{\partial y} + \rho \tau \right), \quad \frac{\partial p}{\partial y} = 0 \quad (1.2)$$

$$\rho u \frac{\partial I}{\partial x} + \rho v \frac{\partial I}{\partial y} = u \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\eta}{Pr} \frac{\partial I}{\partial y} - \rho q_t \right) + \eta \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 \quad (1.3)$$

Здесь x – направление вдоль стенки, y – нормальная координата, отсчитываемая от стенки, r – текущий радиус, отсчитываемый от оси симметрии обтекаемого тела или канала (в плоском случае $r = \text{const}$); u и v – компоненты скорости вдоль осей x и y соответственно, I – статическая энтальпия газа, p – статическое давление; ρ – плотность; η – динамическая вязкость газа, $Pr = \eta c_p / \lambda$ – молекулярное число Прандтля; $\rho \tau = -\rho \langle u'v' \rangle$ – турбулентное трение, $\rho q_t = \rho \langle u'I' \rangle$ – турбулентный поток тепла.

При вводе в пограничный слой завесы из газа другого состава, отличного от газа основного потока, система уравнений (1.1)–(1.3) должна быть дополнена уравнением диффузии, которое для бинарной смеси химически не взаимодействующих газов имеет вид [7]

$$\rho u \frac{\partial c}{\partial x} + \rho v \frac{\partial c}{\partial y} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\eta}{Sc} \frac{\partial c}{\partial y} - \rho j_t \right) \quad (1.4)$$

Здесь c – относительная массовая концентрация газа завесы (концентрация газа основного потока равна $1 - c$), $\rho j_t = \rho \langle v'c' \rangle$ – турбулентный поток массы $Sc = \eta / \rho D$ – молекулярное число Шмидта.

В правой части уравнения (1.4) опущен диффузионный поток массы, обусловленный термодиффузией, которым в рассматриваемом случае можно пренебречь по сравнению с оставленными членами [7].

Выражение для потока тепла в уравнении энергии (1.3) для бинарной смеси химически не взаимодействующих газов должно быть дополнено членом, зависящим от химического потенциала смеси. С учетом того, что для смеси двух газов $I = I_1 c + I_2 (1 - c)$, где I_1, I_2 – удельные энтальпии газов, дополнительный член будет иметь вид [7]

$$\frac{\eta}{Pr} \left(\frac{Pr}{Sc} - 1 \right) (I_1 - I_2) \frac{\partial c}{\partial y}$$

В общем случае, когда газ завесы отличен от газа основного потока ($Sc \neq Pr$) и течение неизотермическое, т. е. решается уравнение энергии, этим членом пренебречь нельзя. Однако в рассматриваемых ниже случаях либо разнородного вдува в изотермический поток, либо однородного вдува в неизотермический поток этот член в уравнении энергии может быть опущен, что и было сделано в настоящей работе.

Входящие в уравнения (1.1)–(1.4) теплофизические свойства (ρ , η , Pr , I) в случае однородной среды должны быть заданы в зависимости от температуры и давления, а при наличии завесы газа, отличного от основного потока, еще и от концентрации.

Для определения плотности бинарной смеси использовалось уравнение состояния идеального газа. Динамическая вязкость смеси газов определялась в соответствии с [8]. Значение молекулярного числа Шмидта Sc принималось постоянным по толщине пограничного слоя. Связь между энтальпией I и температурой T среды задавалась в табличном виде.

Для решения системы уравнений (1.1)–(1.4) во входном сечении должны быть заданы профили определяемых функций $u(y)$, $I(y)$. В качестве граничных условий на стенке ($y = 0$) и на внешней границе пограничного слоя ($y = \delta$) использовались следующие:

$$u = \rho v = 0; \quad \frac{\partial c}{\partial y} = 0; \quad T = T_w(x) \quad \text{либо} \quad -\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y}\right)_w = Q_w(x) \quad (y = 0)$$

$$u = U_e, \quad I = I_e, \quad c = c_e \quad (y = \delta) \quad (1.5)$$

В сечении ввода завесы кроме указанных выше функций u , I должен быть задан профиль концентрации вдуваемого газа $c(y)$. Вид упомянутых функций определяется условиями конкретной задачи и будет рассмотрен в разделе, посвященном входным условиям.

Для определения величины τ , входящей в уравнение движения (1.2), использована трехпараметрическая модель турбулентности [2], обобщенная на течение с теплообменом [3]. В модели для определения величины напряжения турбулентного трения $\rho\tau$ используются уравнения переноса для τ , энергии турбулентности E и параметра ω , имеющего физический смысл завихренности турбулентности и содержащего поперечный интегральный масштаб турбулентности L

$$\tau = -\langle u'v' \rangle, \quad E = 0,5 \sum_{i=1}^3 \langle u_i'^2 \rangle, \quad \omega = \frac{E}{L^2}$$

$$\rho u \frac{\partial E}{\partial x} + \rho v \frac{\partial E}{\partial y} = -(c_1 \rho \sqrt{E} L + c_1 \eta) \frac{E}{L^2} + \rho \tau \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial y} \left(r D_E \frac{\partial E}{\partial y} \right)$$

$$\rho u \frac{\partial \tau}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \tau}{\partial y} = -(c_5 \rho \sqrt{E} L + c_6 \eta) \frac{\tau}{L^2} + c_7 \rho E \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial y} \left(r D_\tau \frac{\partial \tau}{\partial y} \right) - \frac{D_\tau}{r^2}$$

$$\rho u \frac{\partial \omega}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \omega}{\partial y} = -(2c_1 \rho \sqrt{E} L + 1,4c_1 \eta f_\omega) \frac{\omega}{L^2} +$$

$$+ \left[\frac{\tau}{E} + 2c_4 \operatorname{sign} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) \right] \rho \omega \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial y} \left(r D_\omega \frac{\partial \omega}{\partial y} \right)$$

$$D_\Phi = a_\Phi \rho \sqrt{E} L + \alpha_\Phi \eta (\Phi = E, \tau, \omega); \quad f_\omega = 1 - \frac{1}{2c_1} \left(\frac{L}{E} \frac{\partial E}{\partial y} \right)^2; \quad L = \sqrt{\frac{E}{\omega}}$$

$$c = 0,3; \quad c_1 = 5\pi/4; \quad c_4 = 0,04; \quad c_5 = 3c; \quad c_6 = 9c_1; \quad c_7 = 0,2; \quad a_E = a_\omega = 0,06; \quad a_\tau = a_E c_5 / c; \quad \alpha_E = \alpha_\tau = 1; \quad \alpha_\omega = 1,4$$

Для определения турбулентных потоков тепла ρq_i и массы ρj_i , входящих в уравнения энергии (1.3) и диффузии (1.4), использованы гипотезы, основанные на введении постоянных по толщине пограничного слоя турбулентных чисел Прандтля и Шмидта ($Pr_t = Sc_t = 0,85$) вида

$$q_i = \langle v' I' \rangle = -\frac{1}{Pr_t} \frac{\tau}{\partial u / \partial y} \frac{\partial I}{\partial y}, \quad j_i = \langle v' c' \rangle = -\frac{1}{Sc_t} \frac{\tau}{\partial u / \partial y} \frac{\partial c}{\partial y} \quad (1.7)$$

Отметим, что недостатком выражений для q_i и j_i (1.7) является наличие особых точек, соответствующих нулевым значениям производных скорости, энтальпии, концентрации и величины сдвига. Несовпадение нулевых значений du/dy , dI/dy , dc/dy и τ приводит к разрывам величин q_i и j_i . Для устранения этих особенностей в [3] предложено ввести ограничение для безразмерной величины градиента скорости $z = L|du/dy|/\sqrt{E} \geq 0,1$, при котором можно пользоваться выражением (1.7). При $z < 0,1$ для величины турбулентной вязкости $\nu_t = \tau/(du/dy)$, входящей в выражение (1.7), используется зависимость $\nu_t = 0,23\sqrt{E}L$, являющаяся предельным равновесным соотношением, следующим из (1.6) при $z \ll 1$ и $Re_t = \rho\sqrt{E}L/\eta \gg 1$.

Граничные условия в расчетах с системой уравнений (1.6)

$$E = \frac{\partial E}{\partial y} = \tau = 0 \quad (t = 0); \quad \omega = \omega_e, \quad E = E_e, \quad \tau = 0 \quad (y = \delta) \quad (1.8)$$

Величина δ , входящая в граничные условия (1.5), (1.8), должна выбираться из условия гладкого сопряжения решения.

2. Входные условия и параметры задачи. Граничные условия (1.5), (1.8) для средних и турбулентных величин, входящих в уравнения (1.1)–(1.4), (1.6), (1.7), должны быть дополнены условиями для соответствующих величин на входе в основном потоке и в потоке завесы, безразмерные комбинации которых являются параметрами задачи.

Будем считать, что течение газа основного потока с теплофизическими свойствами ρ , η , c_p , λ происходит в плоском канале поперечного размера H . На входе в канал (при $x = x_0$) задаются постоянные по поперечному сечению величины скорости u_0 , температуры T_0 , энергии E_0 и масштаба L_0 турбулентности, величина сдвига полагается $\tau_0 = 0$. На длине x_0 в канале формируются профили $u_e(y)$, $E_e(y)$, $L_e(y)$, $\tau_e(y)$, которые являются входными для основного потока в сечении $x = 0$, где поток сходит с разделяющей кромки толщиной t . На кромке формируется пограничный слой, толщина которого $\delta_e \ll H$, так что скорость в ядре основного потока U_e мало отличается от скорости на входе u_0 . Полагается также, что температура основного потока T_e на всей исследованной длине равна температуре на входе T_0 , так что теплофизические свойства основного потока остаются постоянными.

Входные (при $x = 0$) условия для потока завесы соответствуют развитому течению в плоском канале высотой s , равной высоте щели завесы, имеющему известные распределения $u_s(y)$, $E_s(y)$, $L_s(y)$, $\tau_s(y)$. Температура потока завесы T_s полагается постоянной по сечению. Теплофизические свойства принимаются при температуре T_s для газа заданного состава, в качестве которого может рассматриваться как другой газ, отличный от газа основного потока, так и их смеси. В последнем случае необходимо задание массовой концентрации одного из газов в смеси c , которая полагается постоянной по сечению щели.

Стыковка профилей u , E , τ основного потока и потока завесы проведена в сечении ввода завесы ($x = 0$) на линии $y = s$, где u , E , $\tau = 0$, в предположении, что толщина кромки $t = 0$. Что же касается масштаба турбулентности L , то такая стыковка, при которой $L = 0$ на линии $y = s$, представляется неудовлетворительной по двум причинам. Во-первых, в ряде членов системы уравнений модели турбулентности (1.6) величина L входит в знаменатель, что приводит к появлению особенностей. Во-вторых, в действительности разделяющая кромка всегда имеет конечную толщину и при обтекании ее возникает отрывное течение с масштабом возмущений порядка толщины кромки и толщин пограничных слоев в потоках с обеих сторон ее. Очевидно, что расчет обтекания кромки в рамках приближения пограничного слоя, которое используется в настоящей работе, невозможен. Поэтому масштаб турбулентности на кромке задавался из следующих соображений, имеющих некоторое физическое обоснование [9].

Эффективная толщина потери импульса θ^* двух разноплотностных потоков в следе за пластиной, если пренебречь толщиной кромки, составляет $2(\rho_c \theta_c + \rho_s \theta_s) / (\rho_c + \rho_s)$, где θ_c и θ_s – толщины потери импульса в пограничных слоях потоков с плотностями ρ_c и ρ_s соответственно [9]. Полагая, что интегральный поперечный масштаб турбулентности $L \sim \theta^*$, и пренебрегая толщиной потери импульса в потоке завесы θ_s , которая, как правило, много меньше толщины потери импульса в основном потоке θ_c , для величины масштаба на кромке с учетом толщины кромки t получим следующее соотношение: $L_s = 2(\theta_c + t) / (1 + \rho_s / \rho_c)$. На эту величину было поправлено распределение масштаба в окрестности кромки в сечении ввода завесы.

Для основного потока параметры задачи следующие: число Рейнольдса $Re_c = H(\rho U / \eta)_c$, число Прандтля $Pr = (\eta_c \rho / \lambda)_c$, интенсивность $e_0 = \sqrt{E_0} / u_0$ (в эксперименте $\epsilon_u = \sqrt{\langle u'^2 \rangle} / u \approx \sqrt{2 / 3} e_0$) и относительный масштаб L_0 / H турбулентности на входе в канал, относительная толщина пограничного слоя на разделяющей кромке δ_c / s .

Для потока завесы: $Re_s = s(\rho U / \eta)_s$ (U_s – среднерасходная скорость потока в щели завесы), $Pr_s = (\eta_s \rho / \lambda)_s$, характерные величины интенсивности $e_s = \sqrt{E_s} / u_s$ и масштаба L_s / s турбулентности, напряжения сдвига τ_s / u_s^2 на выходе из щели, относительные величины высоты щели s / H и толщины кромки t / s .

Параметрами задачи также являются отношение скоростей U_s / U_c и плотностей ρ_s / ρ_c газов завесы и основного потока, либо относительная массовая скорость потока завесы $m = (\rho U)_s / (\rho U)_c$.

Не все из перечисленных выше параметров задачи оказывают существенное влияние на характеристики пограничного слоя, т. е. являются определяющими. Кроме того, из экспериментов, обзор которых достаточно полно представлен в [10], далеко не всегда можно извлечь необходимую информацию о всех параметрах.

В таблице представлены основные параметры четырех экспериментов [11–14] по исследованию газовой завесы на пластине в безградиентном потоке, отобранных как наиболее информативные с целью последующего сравнения результатов расчета с экспериментальными данными. Эксперименты охватывают достаточно широкий диапазон отношения плотностей ρ_s / ρ_c , скоростей U_s / U_c газов завесы и основного потока и массовых скоростей m , который по величине m перекрывает значения, характерные для натуральных условий в двигателях.

Отметим, что в указанных экспериментах существенная разность плотностей газов завесы и основного потока обеспечивалась только за счет использования разнородных газов в изотермических условиях в отличие от натуральных условий, где разность плотностей обусловлена также и нагревом газа основного потока. При этом эффективность завесы определяется как

$$\eta_c = \frac{c_w - c_e}{c_s - c_e} \quad (2.1)$$

Здесь c – массовая концентрация примеси газа, фиксируемая системой измерений; если она отсутствует в основном потоке ($c_e = 0$), но входит в состав смеси газа завесы с концентрацией c_s , то $\eta_c = c_w / c_s$; в случае использования завесы из чистого газа, отличного от газа основного потока, $c_s = 1$ и $\eta_c = c_w$. Как правило, в экспериментах в качестве газа основного потока используется воздух, а в завесу подается либо какой-нибудь другой газ, либо его смесь с воздухом.

В случае использования в завесе и основном потоке одного и того же газа при разных температурах (например, воздуха, как в [13]) эффективность завесы определяется как

$$\eta_T = \frac{T_{aw} - T_{0e}}{T_{0s} - T_{0e}} \quad (2.2)$$

Параметры	Источник			
	[11]	[12]	[13]	[14]
U_e , м/с	19	21	29	6–17
H , мм	300	300	110	460
$Re_e \cdot 10^{-6}$	0,4	0,4	0,2	0,2–0,5
ε_{in} , %	~ 0,5	~ 0,5		
δ_e/s		1–3		0,9; 2,5
ρ_s/ρ_e	1	~ 1	0,94	0,14–4,17
U_s/U_e	0,75–2,3	0,29–2,7	0,18–0,94	0,5–4
m	0,75–2,3	0,29–2,7	0,17–0,88	0,07–16,7
x , мм	6,28	1,88–12,7	1,6–6,4	1,6
$Re_s \cdot 10^{-3}$	6–18	0,7–44	0,5–10	0,1–18
l , мм	0,79	0,81	0,5	0,13
l/s	0,126	0,064–0,43	0,08–0,31	0,08

Здесь T_{aw} – температура адиабатической стенки, T_{0e} и T_{0s} – температуры торможения основного потока и потока завесы соответственно.

Очевидно, что величины η_c и η_T неэквивалентны, что необходимо иметь в виду при обобщении результатов модельных экспериментов на натурные условия.

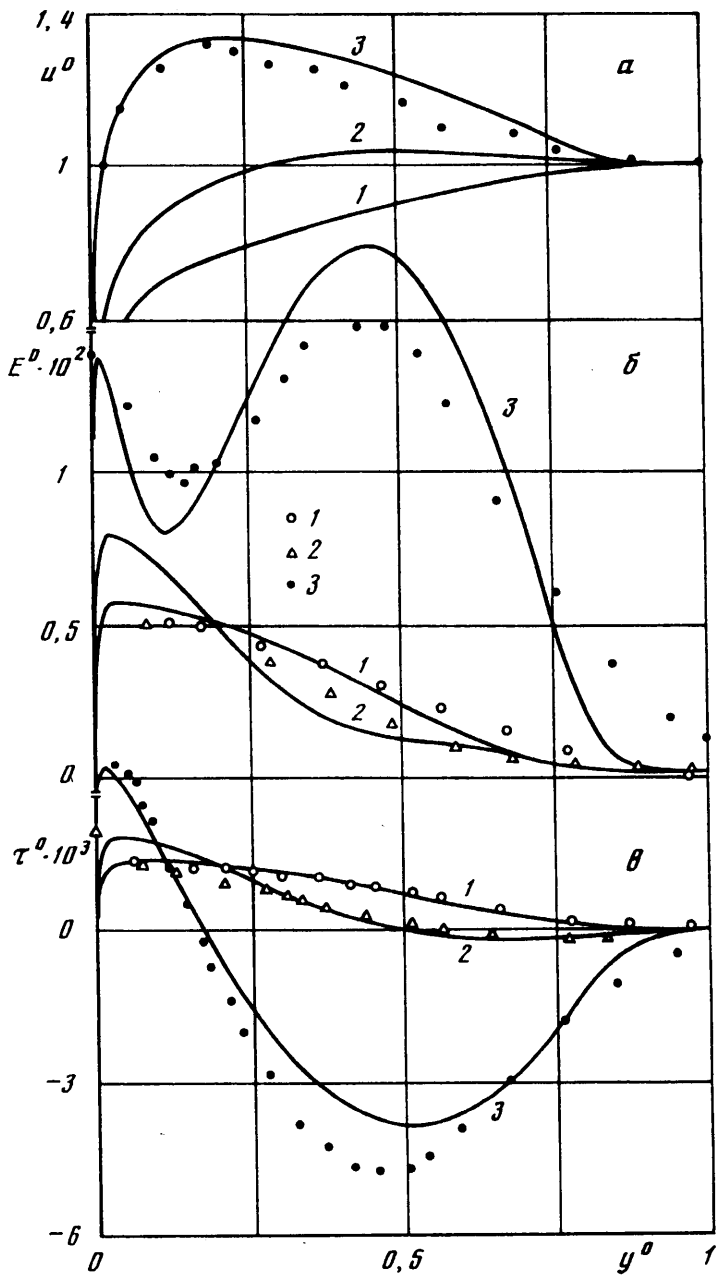
Исходя из имеющейся экспериментальной информации [10–14], введем ограничения на диапазон изменения некоторых параметров задачи.

Будем рассматривать течение основного потока при $Re_e > 10^5$, $Pr_s \sim Pr_e \sim 1$. Относительная высота щели завесы принята $s/H \ll 1$ с тем, чтобы наличие завесы не оказывало заметного влияния на течение основного потока. Длина входного участка для основного потока x_0 выбиралась такой, чтобы в сечении вдува завесы характеристики пограничного слоя на кромке (например, Re_θ , c_f) были близки к характеристикам для развитого турбулентного пограничного слоя, т. е. находились за пределами области перехода от ламинарного к турбулентному режиму течения. Как показали расчеты, эта область зависит от уровня турбулентности в основном потоке, что необходимо иметь в виду при определении входных условий. Остальные параметры задачи принимались близкими к экспериментальным значениям (см. таблицу), что позволило проводить сравнение расчета с экспериментом.

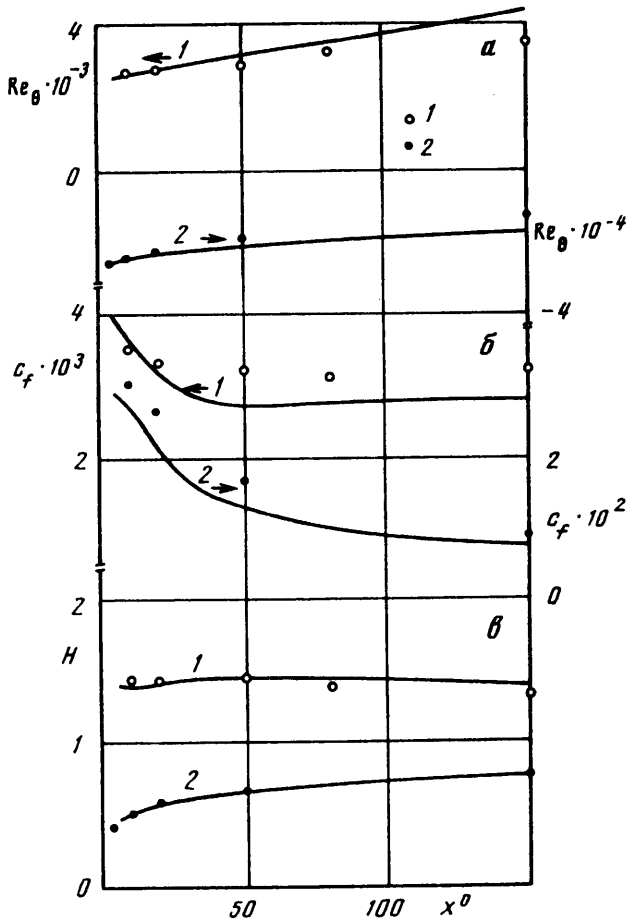
3. Сравнение результатов расчета с экспериментом. Наиболее полно экспериментальное исследование проведено для случая равных плотностей вдуваемого и основного потоков воздуха при $T_s = T_e = 280$ К [11]. Относительная толщина пограничного слоя на кромке со стороны основного потока, не приведенная в [11], в расчете была принята $\delta e/s \sim 1$, чему при $e_0 = 0,01$ соответствовал турбулентный пограничный слой с параметрами: $Re_\theta = 950$, $c_f = 3,78 \cdot 10^{-3}$.

Результаты расчета в сравнении с экспериментальными данными [11] представлены на фиг. 1. Исследованный диапазон изменения U_s/U_e относится как к области пристенной струи ($U_s/U_e > 1$), так и к области следа ($U_s/U_e \leq 1$). Единое описание таких течений с помощью интегральных методов расчета невозможно, а с использованием алгебраической модели турбулентности для длины пути перемешивания Прандтля l затруднено в связи с отсутствием надежного эмпирического определения величины l в широком диапазоне изменения U_s/U_e [11].

Профили скорости (фиг. 1, а) на достаточно большом расстоянии от щели ($x/s = 150$) еще сохраняют влияние условий на входе, существенно различаясь для случаев $U_s/U_e = 2,3$ и $0,91$. Профили энергии турбулентности E (фиг. 1, б) и напряжения сдвига τ (фиг. 1, в) также существенно различаются для случаев пристенной струи и следа. Пристенная струя ($U_s/U_e = 2,3$) не только турбулизует пограничный слой, но и приводит к изменению характера зависимостей $E(y)$ и $\tau(y)$. Так, в области максимума



Фиг. 1. Профили скорости $u^0 = u/U_c$ (а), энергии турбулентности $E^0 = E/U_c^2$ (б) и напряжения сдвига $\tau^0 = \tau/U_c^2$ (в) в пограничном слое завесы ($y^0 = y/\delta$) в сечении $x/s = 150$ для $U_s/U_c = 0,91; 1,33; 2,3$ (линии, точки 1-3 – расчет и эксперимент [11])



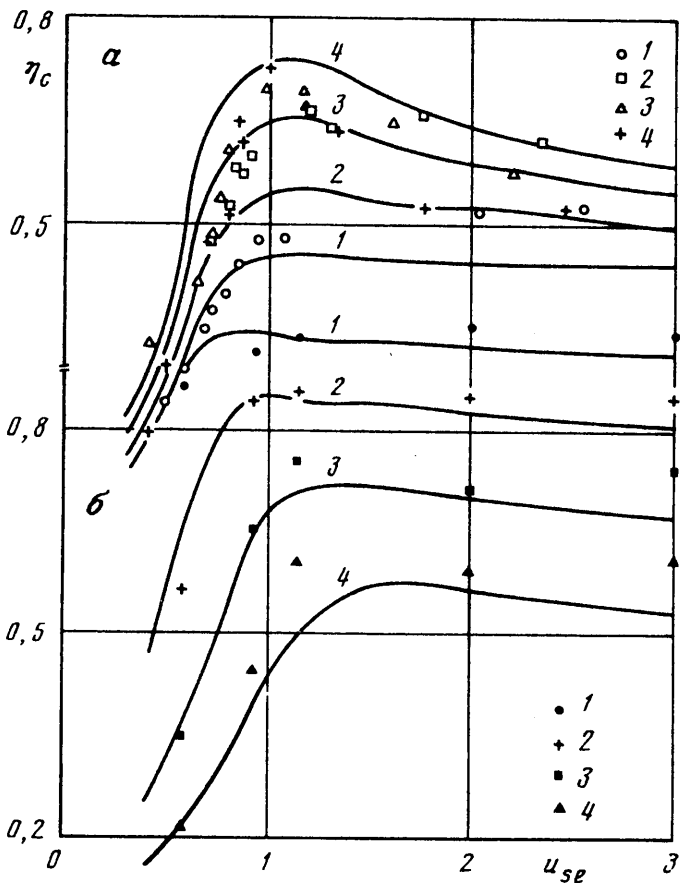
Фиг. 2. Изменение по длине ($x^0 = x/s$) числа Рейнольдса по толщине потери импульса $Re_\theta(a)$, коэффициента трения $c_f(б)$ и формпараметра $H(в)$ в пограничном слое завесы для $U_s/U_e = 0,75; 2,3$ (линии, точки 1, 2 – расчет и эксперимент [11])

скорости на профиле $E(y)$ появляется локальный минимум, а величина $\tau(y)$ меняет знак, причем координаты y/δ , соответствующие нулевым значениям du/dy и τ , не совпадают.

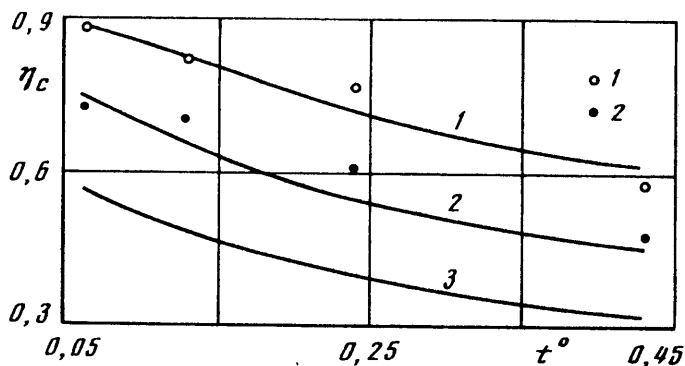
Интегральные характеристики течения (фиг. 2) для случаев следа и пристенной струи, как и локальные характеристики, сильно различаются. Для $U_s/U_e = 2,3$ зависимость числа Рейнольдса по толщине потери импульса $Re_\theta(x/s)$ лежит в области отрицательных значений Re_θ , так как для профиля скорости в пограничном слое с максимумом у стенки (см. фиг. 1, а) толщина потери импульса $\theta < 0$.

Таким образом, в результате численного исследования получено удовлетворительное согласование расчета с экспериментом по интегральным и локальным характеристикам течения. Это свидетельствует о том, что расчетная модель правильно отражает основные особенности течения как для пристенной струи, так и для следа без дополнительной корректировки модели турбулентности.

В [12] в качестве газа завесы при $T_s = T_e = 280$ К использовалась смесь воздуха с гелием, объемная концентрация которого составляла $\sim 0,1\%$, в качестве газа основного потока – воздух. Исследовалась зависимость эффективности завесы $\eta_e = c_w/c_s$



Фиг. 3. Зависимость эффективности завесы η_c от величины относительной скорости газа в щели $u_{se} = U_c/U_c = u_{sm}/U_c$; а – завеса воздуха с гелием при $x/s = 100$ для $t/s = 0,43; 0,24; 0,13; 0,064$ (линии, точки 1–4 – расчет и эксперимент [12]); б – завеса фреона при $t/s = 0,08$ для $x/s = 64; 128; 256; 512$ (линии, точки 1–4 – расчет и эксперимент [14])



Фиг. 4. Зависимость эффективности завесы η_c от величины относительной толщины кромки $t^0 = t/s$ при $U_c/U_c = 1$ в сечениях $x/s = 50; 100; 200$ (линии 1–3 – расчет, точки 1, 2 – эксперимент [12])

(2.1) относительной скорости в завесе U_s/U_e для четырех значений высоты щели $s = 1,88; 3,35; 6,35$ и $12,7$ мм при постоянной толщине кромки $t = 0,812$ мм.

Определяющим геометрическим параметром задачи, поскольку $s/H \ll 1$, является величина t/s , которая для указанных значений s и t составляет $t/s = 0,43; 0,24; 0,13; 0,064$. Длина входного участка x_0 в расчетах была выбрана такой, что пограничный слой на кромке со стороны основного потока при $e_0 = 0,01$ имел $Re_\theta = 1170$, $c_f = 3,59 \cdot 10^{-3}$. При этом значение относительной толщины пограничного слоя δ_e/s , зависящее от высоты щели s , составляло $\delta_e/s = 0,5-3,5$, что близко к величине, полученной в эксперименте [12] (см. таблицу).

Расчетная зависимость $\eta_c(U_s/U_e)$ для $x/s = 100$ представлена на фиг. 3, а. Там же нанесены экспериментальные данные [12]. Как видно, результаты расчета для относительно тонкой ($t/s \leq 0,13$) кромки удовлетворительно согласуются с экспериментом. Согласование результатов расчета с экспериментом для относительно толстой ($t/s \geq 0,24$) кромки при $U_s/U_e \geq 2$ нельзя признать удовлетворительным. Расчетами подтвержден полученный экспериментально [12] факт максимальной эффективности завесы в районе значения относительной скорости завесы $U_s/U_e \approx 1$.

Расчетные зависимости $\eta_c(t/s)$ при $U_s/U_e = 1$ для ряда значений x/s представлены на фиг. 4. Там же нанесены экспериментальные данные [12]. С ростом величины t/s эффективность завесы уменьшается, что находится в согласии с экспериментом [12]. Численные исследования зависимости $\eta_c(t/s)$ при U_s/U_e , отличных от единицы, показали, что влияние относительной толщины кромки на эффективность завесы более слабое, чем при $U_s/U_e = 1$. Это свидетельствует о том, что в случае разноплотностных потоков определяющим является градиент скорости, приводящий к более интенсивному смешению потоков за кромкой.

Как отмечалось выше, расчет течения при больших значениях относительной толщины кромки нельзя считать адекватным действительности на малых расстояниях от кромки, где имеет место отрывное течение в следе за кромкой. Поэтому сравнение расчета с экспериментом при $x/s < 50$ не проводилось.

В [12] исследовано влияние интенсивности турбулентности $\epsilon_u = \sqrt{\langle u'^2 \rangle} / u$ потока в щели на эффективность завесы η_c и показано, что увеличение ϵ_u в 2–3 раза не приводит к заметному изменению величины η_c . Этот факт подтвержден расчетами для параметров эксперимента [12]. В расчете энергия турбулентности E и напряжение сдвига τ изменялись в 4 раза по всему сечению щели завесы. Наибольшее отличие величины η_c при этом имеет место в области значений $U_s/U_e \approx 1$ на близком ($x/s = 50$) расстоянии от щели завесы и составляет $\sim 5\%$. При U_s/U_e , отличных от единицы, и с удалением от щели ($x/s = 100; 200$) это различие практически исчезает. Исследование влияния масштаба турбулентности потока в щели L_x на эффективность завесы не проводилось, поскольку, как показано в [4], величина L в значительно меньшей степени по сравнению с E и τ влияет на характеристики течения в пограничном слое.

Результаты проведенного численного исследования соответствуют данным, полученным в [12], и свидетельствуют о слабом влиянии характеристик турбулентности потока в щели на эффективность завесы и не требуют точного задания их в расчетах.

Численное исследование влияния интенсивности турбулентности основного потока на входе ($x = x_0$) в канал $e_0 = \sqrt{E_0} / u_0$ на эффективность завесы η_c , проведенное в широком диапазоне значений $e_0 = 0,01-0,2$, позволило установить следующее. С ростом интенсивности турбулентности величина эффективности завесы падает, что соответствует экспериментальным данным [10] и качественным соображениям, согласно которым турбулизация приводит к более интенсивной диффузии газа завесы в основной поток.

При равенстве скоростей завесы и основного потока влияние e_0 на η_c сильнее проявляется на больших расстояниях от щели завесы ($x/s \geq 100$), где оно является определяющим. С ростом скорости потока в щели влияние e_0 на η_c уменьшается на

всей исследованной длине ($x/s \leq 500$). Это означает, что смещение завесы с основным потоком определяется в большей степени разностью скоростей, нежели турбулентностью потока.

Исследование зависимости эффективности завесы η_c от масштаба турбулентности основного потока на входе L_0/H показало, что во всем рассмотренном диапазоне изменения $L_0/H = 0,1-0,5$ величина η_c практически не зависит от L_0/H . Это свидетельствует о том, что параметр L_0/H не является определяющим. Поэтому во всех проведенных расчетах принято $L_0/H = 0,1$. Что касается экспериментального подтверждения этого факта, то оно в настоящее время отсутствует.

Численное исследование влияния относительной толщины пограничного слоя на кромке со стороны основного потока δ_e/s на эффективность завесы η_c проведено в широком диапазоне изменения величины $\delta_e/s = 1-9$ для $U_s/U_e = 1; 3$. Для $U_s/U_e = 1$ снижение эффективности завесы η_c с ростом δ_e/s более сильное, чем для $U_s/U_e = 3$, где оно существенно лишь на малых расстояниях от щели ($x/s = 50$). Полученные результаты качественно соответствуют экспериментальным данным [10], полученным в широком диапазоне изменения относительной скорости в щели завесы U_s/U_e .

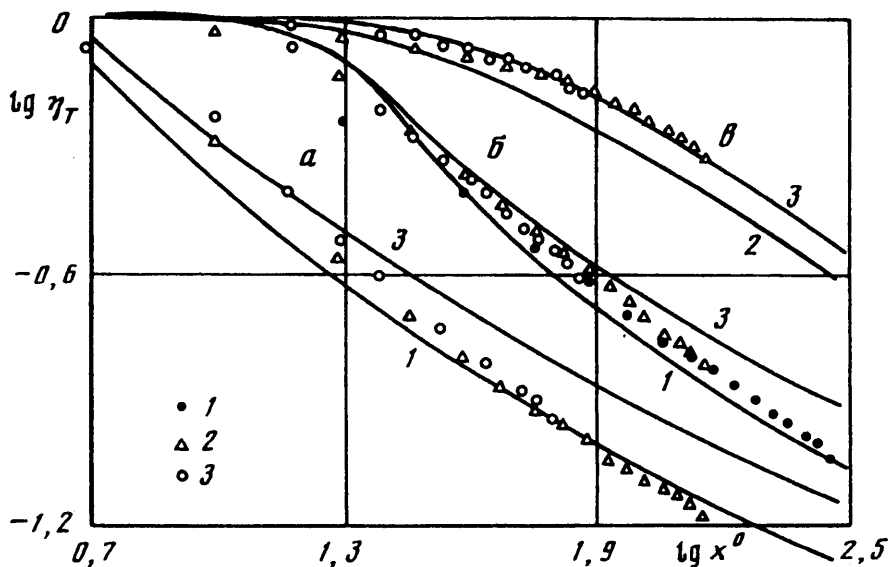
Таким образом, проведенное численное исследование позволило установить определяющие параметры $U_s/U_e, t/s, e_0, \delta_e/s$, которые оказывают существенное влияние на эффективность завесы и требуют повышенной точности задания их для адекватного описания процессов в пристеночном пограничном слое с завесой.

В [13] в качестве газа завесы использовался подогретый воздух, вдуваемый в воздушный основной поток. Подогрев завесы был невелик ($T_s - T_e \approx 20$ К), так что потоки, как и в эксперименте [12], близки к равноплотностным. Эффективность завесы η_T определялась в соответствии с (2.2), где принято $T_{0s} = 320$ К, $T_{0e} = 300$ К. Исследовалась зависимость $\eta_T(x/s)$ для трех значений высоты щели завесы $s = 1,6; 3,2$ и $6,4$ мм при постоянной толщине кромки $t = 0,5$ мм. Пограничный слой на кромке со стороны основного потока при $e_0 = 0,02$ имел параметры: $Re_\theta = 2760, c_f = 3,18 \cdot 10^{-3}$, т. е. соответствовал развитому турбулентному пограничному слою.

В [13] предпринята попытка обобщения экспериментальных результатов для эффективности завесы по величине относительной массовой скорости вдува $m = (\rho U)_s / (\rho U)_e$. На фиг. 5 представлены экспериментальные данные [13], которые при различных значениях относительной толщины кромки t/s неплохо группируются при одинаковых значениях параметра m . Расчетное исследование показало, что расслоение результатов для $m = \text{const}$ по величине t/s невелико и с ростом m уменьшается, что свидетельствует о возможности обобщения величины эффективности завесы по параметру относительной массовой скорости m для пристенного слоя на пластине в безградиентном потоке.

В [14] в качестве газа завесы использовались фреон, гелий и их смеси с воздухом при $T_s = T_e = 280$ К, в качестве основного потока – воздух. Экспериментальное исследование [14] проведено для щели высотой $s = 1,6$ мм с толщиной кромки $t = 0,13$ мм ($t/s = 0,08$) в широком диапазоне $\rho_s/\rho_e = 0,14-4,17$, что позволило получить достаточно надежную зависимость эффективности завесы (2.1) от параметра ρ_s/ρ_e .

При подаче в завесу чистого фреона эксперименты проведены для $U_e = 17,4$ и 6 м/с. Пограничный слой на кромке со стороны основного потока для $U_e = 17,4$ м/с и $e_0 = 0,01$ имел параметры: $Re_\theta = 820, c_f = 3,38 \cdot 10^{-3}$; для $U_e = 6$ м/с и $e_0 = 0,03$; $Re_\theta = 440, c_f = 4 \cdot 10^{-3}$. Невысокие числа Re_θ , соответствующие концу области перехода от ламинарного режима течения в пограничном слое к турбулентному для значений $e_0 = 0,01$ и $0,03$, обусловлены необходимостью соответствия расчетных значений относительной толщины пограничного слоя на кромке экспериментальной величине $\delta_e/s \approx 2,5$ (см. таблицу). Числа Шмидта для смесей гелия и фреона с воздухом по данным для коэффициентов диффузии [15] были приняты соответственно $0,2$ и $2,1$.



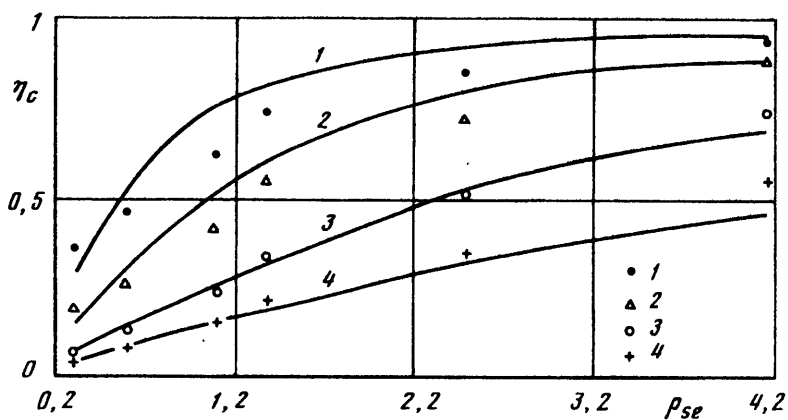
Фиг. 5. Изменение эффективности завесы η_T по длине $x^0 = x/s$ в зависимости от величин относительной массовой скорости газа в завесе $m = 0,17$ (а); $0,39$ (б); $0,88$ (в) и относительной толщины кромки $t/s = 0,32$; $0,16$; $0,08$ (линии, точки 1–3 – расчет и эксперимент [13])

На фиг. 3, б представлены зависимости от скорости в щели эффективности завесы фреона $\eta_c = c_w$ ($c_s = 1$) в потоке воздуха для значения $U_c = 6$ м/с. Расчетные зависимости (линии) близки к экспериментальным данным (точки). Как и в случае равноплотностной завесы (фиг. 3, а), максимум η_c лежит в области равных скоростей завесы и основного потока, хотя и не так явно выражен. В экспериментах [14] и в расчетах, результаты которых представлены ниже, в качестве характерной скорости завесы использовалась не среднерасходная скорость U_s , а скорость в центре щели u_{sm} , которая зависит от формы профиля скорости. Для наполненных профилей скорости, соответствующих большим числам Рейнольдса в щели Re_s , величина u_{sm} мало отличается от U_s .

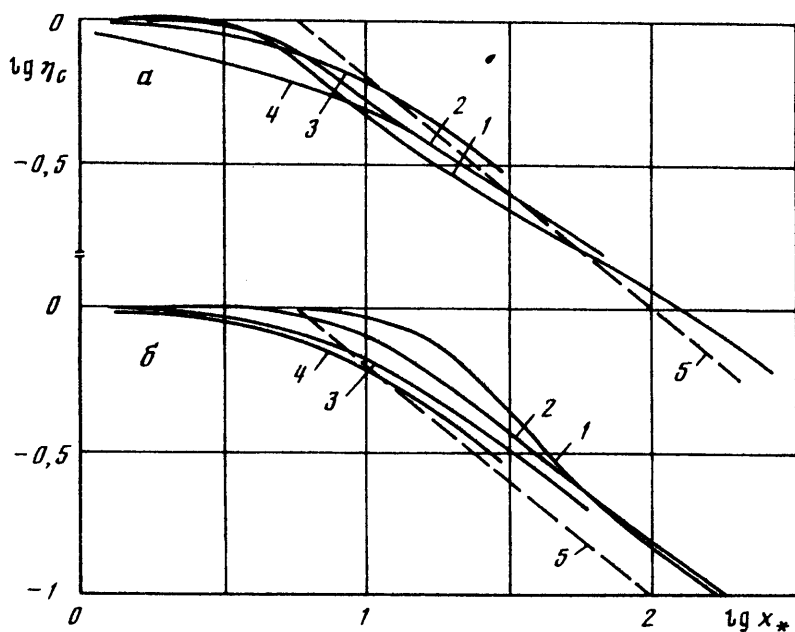
Из фиг. 3, б следует, что зависимость η_c от u_{sm}/U_c в области пристенной струи ($u_{sm}/U_c > 1$) слабая, а в области следа ($u_{sm}/U_c < 1$) достаточно сильная. Эта особенность зависимости $\eta_c(u_{sm}/U_c)$ для области пристенной струи с завесой тяжелого газа, полученная в эксперименте [14], подтверждена также и расчетом.

Эффективность завесы фреона η_c как в расчете, так и в эксперименте [14] слабо зависит от числа Рейнольдса потока в щели Re_s . При этом на небольших расстояниях от щели ($x/s = 64$) зависимость $\eta_c(Re_s)$ убывающая, а на больших расстояниях ($x/s \geq 128$) – возрастающая. Расширение диапазона изменения числа Re_s от 10^3 до 10^4 не изменило характера полученных результатов расчета.

Исследование зависимости эффективности завесы $\eta_c = c_w/c_s$ от отношения ρ_s/ρ_c проведено для $u_{sm}/U_c \approx 1$ (фиг. 6). Расчеты проведены для условий эксперимента [14], за исключением случая, когда в завесу подавался чистый гелий ($\rho_s/\rho_c = 0,14$) при значении числа Рейнольдса потока в щели $Re_s = 190$. При этом, как отмечено в [14], происходил переход от ламинарного режима течения к турбулентному, сопровождаемый снижением эффективности завесы за счет развития крупномасштабной турбулентности значительной интенсивности. В расчете этот эффект может быть смоделирован заданием высокого уровня энергии турбулентности на входе в канал ($e_0 = 0,2-0,3$), который приводит к значительному размытию завесы гелия.



Фиг. 6. Влияние величины относительной плотности газа завесы $\rho_{se} = \rho_s/\rho_e$ на эффективность завесы η_c при $U_s/U_e = 1$ в сечениях $x/s = 50; 100; 250; 500$ (линии, точки 1-4 - расчет и эксперимент [14])



Фиг. 7. Обобщение результатов расчета эффективности завесы η_c по координате x_* (3.1) для параметров эксперимента [14]: а - завеса фреона ($\rho_s/\rho_e = 4,17$) при $u_{sm}/U_e = 0,2; 0,53; 1; 2$ (линии 1-4); б - завеса смесей гелия и фреона с воздухом ($u_{sm}/U_e = 1$) при $\rho_s/\rho_e = 0,3; 0,6; 2,5; 4,17$ (линии 1-4); линия 5 - зависимость (3.1) [14]

Результаты расчета (фиг. 6) удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными в широком диапазоне изменения параметра ρ_s/ρ_e и свидетельствуют о том, что расчетная модель правильно отражает основные особенности физического процесса в пограничном слое при вдуве завесы разноплотностных газов, за исключением малых (менее 10^3) значений Re_s , соответствующих ламинарному режиму течения газа в щели.

Остановимся на обсуждении возможности обобщения результатов для эффектив-

ности завесы по нескольким параметрам. В [14] предложена обобщенная зависимость

$$\eta_c = 4x_*^{-0,8}, \quad x_* = \frac{x}{ms} \left(\text{Re}_s \frac{\eta_s}{\eta_e} \right)^{-0,25} \quad (3.1)$$

Причем экспериментальные данные [14] группируются вокруг этой зависимости с достаточно большим разбросом.

Обобщение результатов расчета для условий эксперимента [14] в виде зависимости $\eta_c(x_*)$ представлено на фиг. 7. В качестве параметров использовалось либо отношение скоростей завесы и основного потока u_{sm}/U_e (фиг. 7, а), либо отношение плотностей ρ_s/ρ_e (фиг. 7, б). Штриховыми линиями на фиг. 7 нанесена зависимость (3.1). Как видно, результаты расчетов неплохо обобщаются зависимостью вида $\eta_c(x_*)$, хотя и несколько отличающейся от (3.1). Аналогичная картина получена при обобщении результатов расчета для условий эксперимента [12].

Таким образом, обобщенная зависимость (3.1) подтверждается результатами численного исследования и может служить для инженерной оценки эффективности завесы от параметров m и Re_s на достаточном удалении от щели завесы x/s . С учетом того что эффективность завесы слабо зависит от числа Re_s , которое входит в зависимость (3.1) вместе с отношением вязкостей потоков в низкой степени, определяющим параметром для эффективности завесы остается относительная массовая скорость потока завесы m . Это подтверждается также экспериментальными данными [13] и результатами расчетов зависимости эффективности завесы от параметра m , полученными выше (см. фиг. 5).

Заключение. Исследована зависимость эффективности завесы от энергии турбулентности E_s/u_s^2 , напряжения сдвига τ_s/u_s^2 , числа Рейнольдса $\text{Re}_s = s(\rho U/\eta)_s$ потока газа в щели завесы и относительной толщины разделяющей кромки t/s . Изменение параметров E_s/u_s^2 и τ_s/u_s^2 в 4 раза и Re_s в диапазоне $(1-10) \cdot 10^3$ слабо влияет на эффективность завесы. Определяющий параметр – t/s , изменение которого в диапазоне 0,064–0,43 существенно влияет на эффективность завесы. При этом полученные результаты для $t/s \geq 0,2$, учитывая ограничения приближения пограничного слоя, используемого в расчетной методике, следует оценивать как качественные.

Для основного потока исследовано влияние уровня энергии E_0/u_0^2 и масштаба L_0/H турбулентности на входе в канал и относительной толщины пограничного слоя δ_e/s на разделяющей кромке. Изменение параметра L_0/H в диапазоне 0,1–0,5 практически не влияет на эффективность завесы. Определяющие параметры – E_0/u_0^2 и δ_e/s , изменение которых в диапазоне $\sqrt{E_0}/u_0 = 0,01-0,2$ и $\delta_e/s = 1-9$ заметно влияет на эффективность завесы.

Исследование влияния эффективности завесы от отношения скоростей U_s/U_e и плотностей ρ_s/ρ_e газов завесы и основного потока, проведенное в диапазоне изменения $U_s/U_e = 0,2-4$ и $\rho_s/\rho_e = 0,14-4,17$, показало, что наибольший эффект имеет место в области следа ($U_s/U_e \leq 1$) и при относительно малой ($\rho_s/\rho_e \leq 1$) плотности газа в завесе.

Проведенное исследование подтвердило возможность обобщения результатов для эффективности завесы по величине относительной массовой скорости вдува $m = (\rho U)_s/(\rho U)_e$, диапазон исследованного изменения которой ($m = 0,1-16$) перекрывает значения, характерные для натуральных двигателей ($m = 0,5-1$).

Полученные в настоящей работе результаты относятся к области формирования завесы в цилиндрической части сопел ЖРД, где влияние градиента давления мало. Направление дальнейших исследований связано с учетом сжимаемости, температурного фактора и градиента давления – параметров, существенных для пограничного

слоя в соплах ЖРД. Для тестирования методики расчета необходимо привлечь результаты экспериментальных исследований по течению и тепломассообмену в соплах с завесным охлаждением.

Авторы благодарят участников семинара Г.А. Любимова за полезное обсуждение работы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 96-01-00260).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Космонавтика: Энциклопедия / Гл. ред. В.П. Глушко. М.: Сов. Энциклопедия, 1985. 526 с.
2. Луцик В.Г., Павельев А.А., Якубенко А.Е. Трехпараметрическая модель сдвиговой турбулентности // Изв. АН СССР. МЖГ. 1978. № 3. С. 13–25.
3. Луцик В.Г., Павельев А.А., Якубенко А.Е. Трехпараметрическая модель турбулентности: расчет теплообмена // Изв. АН СССР. МЖГ. 1986. № 2. С. 40–52.
4. Луцик В.Г., Павельев А.А., Якубенко А.Е. Турбулентные течения. Модели и численные исследования (обзор) // Изв. РАН. МЖГ. 1994. № 4. С. 4–27.
5. Ковалев В.И., Луцик В.Г., Сизов В.И., Якубенко А.Е. Трехпараметрическая модель турбулентности: численное исследование пограничного слоя в сопле с завесным охлаждением // Изв. РАН. МЖГ. 1992. № 1. С. 48–57.
6. Луцик В.Г., Сизов В.И., Стернин Л.Е., Якубенко А.Е. Потери удельного импульса из-за трения и рассеяния в сопле ЖРД с завесным охлаждением // Изв. РАН. МЖГ. 1993. № 4. С. 82–93.
7. Иевлев В.М. Турбулентное движение высокотемпературных сплошных сред. М.: Наука, 1975. 256 с.
8. Голубев И.Ф. Вязкость газов и газовых смесей. М.: Физматгиз, 1959. 375 с.
9. Навознов О.И., Павельев А.А. След за пластиной, образующийся при слиянии двух потоков несжимаемой жидкости с разными плотностями // Изв. АН СССР. Энергетики и транспорт. 1969. № 6. С. 122–132.
10. Волчков Э.П. Пристенные газовые завесы. Новосибирск: Наука, 1983. 239 с.
11. Kacker S.C., Whitelaw J.H. The turbulence characteristics of two-dimensional wall-jet and wall-wake flows // Trans. ASME. Ser. E. J. Appl. Mech. 1971. V. 38. № 1. P. 239–252.
(Рус. перев.: Кэкер, Уайтло. Характеристики турбулентности плоских пристеночных струй и следов // Тр. Америк. о-ва инж.-мех. Прикл. механика. 1971. Т. 38. № 1. С. 229–240.)
12. Kacker S.C., Whitelaw J.H. The effect of slot height and slot-turbulence intensity on the effectiveness of the uniform density, two-dimensional wall jet // Trans. ASME. Ser. C. J. Heat Transfer. 1968. V. 90. № 4. P. 469–475.
(Рус. перев.: Кэкер, Уайтло. Влияние высоты щели и интенсивности турбулентности потока в щели на эффективность пленочного охлаждения двумерной пристеночной струи с плотностью, равной плотности набегающего потока // Тр. Америк. о-ва инж.-мех. Теплопередача. 1968. Т. 90. № 4. С. 110–116.)
13. Seban R.A. Heat transfer and effectiveness for a turbulent boundary layer with tangential fluid injection // Trans. ASME. J. Heat Transfer. 1960. V. 82. № 4. P. 303–312.
14. Burns W.K., Stollery J.L. The influence of foreign gas injection and slot geometry of film cooling effectiveness // Intern. J. Heat Transfer. 1969. V. 12. № 8. P. 935–951.
15. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 720 с.

Москва

Поступила в редакцию
17.IV.1996