

УДК 532.526:536.24

**ВЛИЯНИЕ ЗАВИХРЕННОСТИ НА ТЕПЛОБМЕН
ПРИ ГИПЕРЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ ТУПЫХ ТЕЛ**

ЗЕМЛЯНСКИЙ Б. А., ЛУНЕВ В. В., МАРИНИН В. П.

При гиперзвуковом обтекании притупленных тел около их поверхности образуется завихренный высокоэнтропийный слой газа с большими поперечными градиентами энтропии, плотности, скорости газа, что требует учета его поглощения пограничным слоем конечной толщины δ . Это вихревое взаимодействие обычно сопровождается ростом теплового потока q и напряжения трения τ на стенке по сравнению с их расчетными значениями по классической схеме тонкого пограничного слоя, где параметры на его внешней границе принимаются равными невязким параметрам на теле. Ранее этот эффект подробно исследован на боковой поверхности тонких (с углом наклона к невозмущенному потоку $\theta \ll 1$) притупленных тел в гиперзвуковом потоке [1-3]. Ниже показано, что он может быть более значительным и даже качественным образом влиять на течение около тупых тел с $\theta \sim 1$, если радиус кривизны отшедшей ударной волны на оси R_s мал по сравнению с радиусом миделя тела R .

Установлено подобие распределений тепловых потоков с учетом завихренности невязкого ударного слоя на слабозатупленных ($r_0/R \rightarrow 0$) конусах с углами полураствора θ , меньшими критического θ_* .

1. Простейшим примером тупых тел, для которых рассматриваемый эффект завихренности может быть значительным, является конус (или клин) с малым радиусом скругления вершины $r_0 \ll R$. Если угол полураствора конуса (клина) θ меньше предельного θ_* , при котором соответствующий острый конус (или клин) обтекается еще с присоединенным к вершине скачком, то при $k \ll 1$ (k — отношение плотностей газа в невозмущенном потоке и за прямым скачком) вблизи оси $R_s \sim r_0$, а в остальном форма ударной волны будет соответствовать острому конусу (клин) и угол наклона скачка к невозмущенному потоку $\sigma \approx \theta$. Отметим, что для величины θ_* справедлива приближенная зависимость

$$(1.1) \quad \theta_* \approx \frac{\pi}{2} \left(1 - 0.96 \sqrt[k]{\frac{4-\nu}{3}} \right)$$

Здесь и ниже $\nu=0$ или $\nu=1$ соответственно для плоских и осесимметричных течений.

Линии тока, прошедшие через центральный участок скачка с большой кривизной, и образуют невязкий завихренный слой, в пристеночной части которого

$$(1.2) \quad \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{2}{\gamma-1} \left(\frac{r}{R} \right)^\nu \left(\frac{R}{R_s} \right)^2 \frac{p}{\rho_\infty U_\infty^2} \left(\frac{\Psi}{\pi^\nu R^{1+\nu} \rho_\infty U_\infty} \right)^{1-\nu} \frac{U_\infty}{R}$$

Здесь $r(x)$ — форма тела; x, y — координаты вдоль и по нормали к телу; u — продольная скорость; p — давление; Ψ — расход газа; ρ_∞, U_∞ — плотность и скорость невозмущенного потока; γ — эффективный показатель адиабаты за прямым скачком.

Скорость газа в этом слое изменяется от $u=u_1$ на тупом теле до $u=u_2$ на остром. Полагая $\sigma \approx \theta$, давление $p \approx p_0' \sin^2 \theta$ (p_0' — давление торможения

за прямым скачком), при $\theta \sim 1$ получим

$$(1.3) \quad u_1 \approx U_\infty \sqrt{1 - \left(\frac{p}{p_0}\right)^{(\gamma-1)/\gamma}} \approx \sqrt{2k} U_\infty \cos \theta, \quad u_2 \approx U_\infty \cos \theta; \quad k \approx \frac{\gamma-1}{\gamma+1}$$

При этом $u_2/u_1 \approx (2k)^{-1/2} \approx 3,2-1,7$ при $\gamma=1,1-1,4$ и числах Маха $M_\infty \gg 1$, что значительно превосходит отношение $u_2/u_1 \approx 1+1/2(\theta^{2(\gamma-1)/\gamma}-\theta^2)$ на тонких ($\theta^2 \ll 1$) притупленных телах [4], для которых при тех же условиях обычно $u_2/u_1 \approx 1,35-1,2$ (при $\theta \leq 0,35$).

Это обстоятельство будет влиять на трение и теплообмен на теле в процессе поглощения завихренного слоя пограничным при соизмеримых расходах ψ_0 и ψ_δ через них.

Найдем предельное отношение $\lambda=q_2/q_1$ тепловых потоков на остром (q_2) и тупом (q_1) телах, используя следующие соотношения метода локального подобия [5, 6] для ламинарного (l) и турбулентного (t) режимов:

$$(1.4) \quad \begin{aligned} q_l &= 0.332 \text{Pr}^{-1/2} l^{1/2} \rho_\delta u_\delta \text{Re}_{\delta l}^{-1/2} (H_{a1} - i_w) \\ q_t &= 0.0296 \text{Pr}^{-0,6} K \rho_\delta u_\delta \text{Re}_{\delta t}^{-0,2} (H_{a1} - i_w) \\ \text{Re}_{\delta j} &= \frac{\rho_\delta u_\delta x_j}{\mu_\delta}, \quad x_j = \xi_j \varphi_j^{-1}, \quad \xi_j = \int_0^x \varphi_j dx \quad (j=l; t) \\ \varphi_l &= \rho_\delta \mu_\delta u_\delta r^{2\nu}, \quad \varphi_t = \rho \cdot \mu^{1/4} u_\delta r^{5\nu/4} \left(\frac{H_{a1} - i_w}{H_\infty - i_w} \right)^{5/4} \\ l. &= \frac{\rho \cdot \mu_*}{\rho_\delta \mu_\delta}, \quad K. = \left(\frac{\rho_*}{\rho_\delta} \right)^{0,8} \left(\frac{\mu_*}{\mu_\delta} \right)^{0,2}; \quad \rho_* = \rho(p, i_*), \quad \mu_* = \mu(p, i_*) \\ i. &= \frac{1}{2} (i_\delta + i_w) + 0,22 (H_{a1} - i_\delta), \quad H_{a1} = i_\delta + \kappa_l (H_\infty - i_\delta), \quad \kappa_l = \text{Pr}^{1/2}, \quad \kappa_t = \text{Pr}^{1/6} \end{aligned}$$

Здесь Pr — число Прандтля, ρ, i, μ — плотность, энтальпия и вязкость газа; индексы δ и звездочка относятся соответственно к параметрам на внешней границе пограничного слоя и к параметрам при определяющей энтальпии i_* .

Эффективная длина x_j определяется как длина эквивалентной пластины ($\nu=0$) или цилиндра ($\nu=1$) с той же местной толщиной потери энергии [6], что и для рассматриваемого тела.

Для равновесного воздуха используем следующую аппроксимацию для вязкости ($n \approx 0,3; C_0 = \text{const}$):

$$(1.5) \quad \rho \mu = C_0 p i^{-n}$$

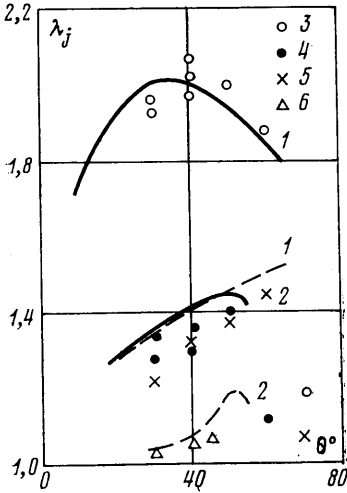
Отсюда для слабозатупленных конусов и клиньев ($r_0 \ll R$), когда $x_{j1} \sim x_{j2}$, получим оценку

$$(1.6) \quad \begin{aligned} \lambda_l &\approx \left(\frac{i_{*1}}{i_{*2}} \right)^{0,15} \left(\frac{u_2}{u_1} \right)^{0,5} \frac{H_{a12} - i_w}{H_{a11} - i_w} \\ \lambda_t &\approx \left(\frac{i_{*1}}{i_{*2}} \right)^{0,66} \left(\frac{u_2}{u_1} \right)^{0,8} \frac{H_{a12} - i_w}{H_{a11} - i_w} \end{aligned}$$

Соответствующие кривые $\lambda_j(\theta)$ показаны на фиг. 1 для условий: 1 — $M_\infty=20; \gamma=1,2$; 2 — $M_\infty=6; \gamma=1,4$ (сплошные линии — $\lambda_l(\theta)$, пунктир — $\lambda_t(\theta)$). Предельный эффект слабо зависит от угла θ (при $20^\circ \leq \theta < \theta_*$) и сильно возрастает с ростом числа Маха и с уменьшением γ . Он в основном определяется отличием скоростей u_1, u_2 при $k \ll 1$, так что

$$(1.7) \quad \lambda_l \sim (2k)^{-0,25}, \quad \lambda_t \sim (2k)^{-0,4}$$

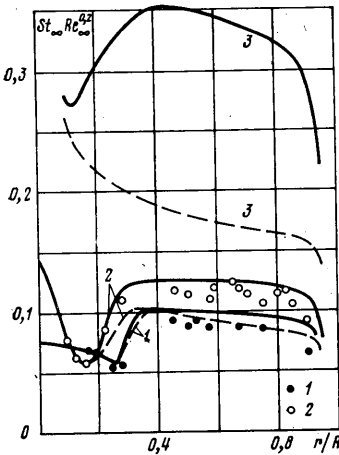
Оценки (1.7) при $\theta < \theta_*$ находятся в согласии с результатами более точных расчетов (численный расчет невязкого обтекания тела в сочетании с методом расчета теплообмена, изложенным в п. 3), которые для условий 1, 2 показаны на фиг. 1 для турбулентного (3, 4) и ламинарного (5, 6) режимов при различных числах Re_∞ .



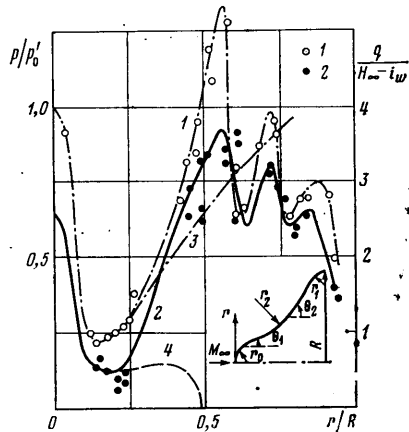
Фиг. 1

режимов при различных числах Re_∞ . При $\theta > \theta_*$ ($\theta_* \approx 65^\circ$ для условий 1, $\theta_* \approx 55^\circ$ для условий 2) расчеты указывают на резкое снижение влияния завихренности ($\lambda_j \rightarrow 1$). Это обусловлено тем, что при $\theta > \theta_*$ острый конус обтекается уже с отошедшей ударной волной и невязкие параметры на теле соответствуют тупому конусу (п. 3).

2. Из фиг. 1 следует, что уже при типичных условиях аэродинамического эксперимента ($M_\infty = 6$; $\gamma = 1,4$) существование рассматриваемого эффекта может быть вполне обнаружено ($\lambda_j \sim 1,4$ при $\theta \sim 40-50^\circ$). На фиг. 2 для конуса с $\theta = 45^\circ$ точками показаны экспериментальные значения безразмерных величин $St_\infty Re_\infty^{0,2}$ ($St_\infty = q/\rho_\infty U_\infty (H_\infty - i_w)$ — число Стантона) в заведомо турбулентной области ($Re_\infty = \rho_\infty U_\infty R/\mu_\infty \approx 2,6 \cdot 10^8$), заметно возрастающие с уменьшением r_0/R ($1 - r_0/R = 0,5$; $2 - r_0/R = 0,125$; $i_w = 0,6H_\infty$), что необъяснимо в рамках классической схемы бес-



Фиг. 2



Фиг. 3

конечно тонкого пограничного слоя. Здесь H_∞ — полная энтальпия, индексы ∞ и w относятся к невозмущенному потоку и к параметрам на стенке.

Еще более значительным, чем на конусах, при тех же условиях может быть влияние завихренности невязкого потока на теплообмен на выпукловогнутых телах (например, конус с передним выступом). На фиг. 3 показаны результаты измерения (также при $M_\infty = 6$, $\gamma = 1,4$, $Re_\infty = 2,6 \cdot 10^8$, $i_w = 0,6H_\infty$) давления (точки 1) и теплового потока (точки 2) на таком теле ($\theta_1 = 30^\circ$, $\theta_2 = 55^\circ$, $r_0/R = 0,1$; $r_1/R = 0,25$; $r_2/R = 1$). Размерность величины $q/(H_\infty - i_w) - \text{кВт/м}^2\text{с}$.

При обтекании таких тел давление в области сжатия может достигать и превосходить величину p'_0 . В точках, где $p \gtrsim p'_0$, имеем $u_1 \gtrsim 0$ и, со-

гласно (1.3), $q \approx 0$, а при $p > p_0'$ формулы (1.3) для тупого тела вообще теряют смысл, как и невязкое безотрывное течение в целом. В то же время эксперимент дает здесь конечную величину теплового потока, причем его распределение по телу подобно распределению давления, что обусловлено именно влиянием завихренности.

В самом деле, распределение параметров по линиям тока в завихренном потоке удобно представить в виде $(p_0(\psi) - \text{полное давление вдоль линии тока}; i_1 - \text{энтальпия на теле в невязком потоке})$

$$(2.1) \quad i = i_1 G(\psi), \quad p_0 = p_0' [G(\psi)]^{-\gamma/(\gamma-1)}$$

$$u \approx U_\infty \sqrt{1 - G(\psi) \left(\frac{p}{p_0'}\right)^{(\gamma-1)/\gamma}}$$

$$G(\psi) \approx \sin^{2/\gamma} \sigma(\psi)$$

Полагая вблизи поверхности тела $G \approx 1 - \varepsilon$, получим для $0 < \varepsilon \ll 1$ в области сжатия при $p \sim p_0'$:

$$(2.2) \quad u \approx U_\infty \sqrt{1 - \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{p_0' - p}{p_0'} + \varepsilon}$$

Таким образом, на границе пограничного слоя ($\psi = \psi_0(x)$) скорость $u_0 = u(\psi_0)$ даже в точке $p = p_0'$ имеет конечную величину, что и оказывает качественное влияние на течение в целом. Местное давление торможения $p_0(\psi_0) \approx p_0' [1 + \varepsilon \gamma / (\gamma - 1)]$ на границе пограничного слоя при $\gamma - 1 \ll 1$ существенно превышает статическое давление $p \sim p_0'$, что и обеспечивает практически безотрывный характер обтекания за счет вязких напряжений в пограничном слое и возможность преодоления невязкими пристеночными струйками тока области давлений, превышающих p_0' . Отметим, что здесь имеет место тот же качественный эффект, что и при натекании недорасширенной сверхзвуковой струи на преграду, где смещение высоконапорного и низконапорного течений способствует преодолению областей с давлением $p > p_0'$ [7].

3. Развитие пограничного слоя на теле в завихренном невязком потоке и их взаимодействие определяется отношением ψ_0/ψ_0 , где $\psi_0 = \pi^\nu r_0^{1+\nu} \text{ctg}^{1+\nu} \theta_{\infty} U_\infty$ - расход газа через завихренный слой, а $\psi_0 =$

$= (2\pi)^\nu \int_0^{\delta} \rho u r^\nu dy$ - расход газа через пограничный слой. Для потенциальных внешних течений в рамках метода локального подобия для ψ_0 имеем [5, 6]

$$(3.1) \quad \Psi_{\delta_1} = (2\pi)^\nu f_{\delta_1} \xi_1^{0.5}, \quad \Psi_{\delta_2} = (2\pi)^\nu f_{\delta_2} \xi_2^{0.8} \quad (f_{\delta_1} \approx 3.3; f_{\delta_2} \approx 0.33)$$

Для учета влияния завихренности на теплообмен применим метод среднемассовых величин [8], согласно которому можно использовать соотношения (1.3), (3.1) метода локального подобия со среднемассовыми значениями внешних параметров (при $\psi = \psi_0$):

$$(3.2) \quad i_0 = i_1 G_0(\Psi), \quad G_0 = \frac{1}{\Psi} \int_0^\Psi G d\Psi; \quad u_0 = \sqrt{2(H_\infty - i_0)}$$

Расчеты теплообмена по этому методу (сплошные кривые на фиг. 2, 3) хорошо согласуются с экспериментальными данными ($M_\infty=6$, $Re_\infty=2,6 \cdot 10^6$). На фиг. 2 показано сравнение для конуса ($\theta=45^\circ$; $1-r_0/R=0,5$; $2-r_0/R=0,125$), на фиг. 3 (кривая 2) — для выпукло-вогнутого тела (при этом для расчета теплообмена использовалось экспериментальное распределение давления по телу — кривая 1 на фиг. 3). Пунктиром на фиг. 2, 3 показаны результаты расчетов по невязким параметрам на теле ($G=1$). Теплообмен в зоне перехода от ламинарного режима к турбулентному определялся здесь соотношением

$$(3.3) \quad q = (1-\Gamma)q_t + \Gamma q_s$$

Положение и размер переходной зоны взяты из эксперимента, а коэффициент перемежаемости Γ вычислялся согласно [9].

На фиг. 2 для конуса с углом $\theta=45^\circ$ показан также результат расчета теплообмена в равновесном воздухе для большого числа M_∞ ($3-M_\infty=20$; $Re_\infty=6,8 \cdot 10^6$). В соответствии с фиг. 1 влияние завихренности значительно возрастает с уменьшением γ (или с ростом M_∞ для равновесного воздуха). Результаты расчетов в виде $\lambda_j(\theta)$ (при $\theta < \theta_*$ для условий полного поглощения завихренного слоя пограничным) показаны также выше на фиг. 1 для турбулентного (3, 4) и ламинарного (5, 6) режимов.

Расчеты проведены с использованием полученных по методу работы [10] давления на теле и формы головного скачка в центральной части при

$$(3.4) \quad r < r_* = \left(\frac{\Psi_{\delta \max}}{\pi^\nu R^{1+\nu} \rho_\infty U_\infty} \right)^{1/(1+\nu)} R$$

Через этот участок скачка проходят струйки газа, втекающие затем в пограничный слой на теле с максимальным расходом $\psi_{\delta \max}$, и, следовательно, он и определяет вид функции $G(\psi)$. Распространенная в теории гиперзвуковых течений ньютоновская схема обтекания (согласно которой давление $p \approx p_0' \sin^2 \theta$, а ударная волна совпадает с телом) может использоваться для оценок эффекта при $\theta < \theta_*$. Если $\theta > \theta_*$, эта схема непригодна, так как реальная ударная волна перед острым конусом является отошедшей и угол ее наклона к потоку σ существенно превышает угол θ . При этом небольшое затупление вершины практически не влияет на форму скачка, а его радиус кривизны на оси R_s при небольших $\theta - \theta_* > 0$, согласно проведенным по методу [10] численным расчетам, можно оценить по формуле (углы θ , θ_* в градусах)

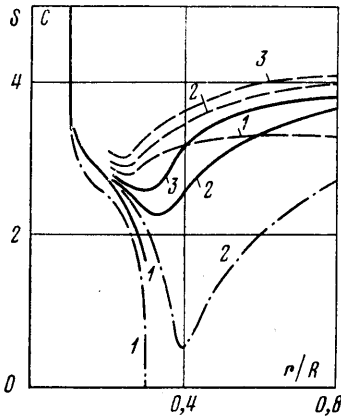
$$(3.5) \quad R_s \approx 0,06 (\theta - \theta_*) k^{-1/2} R$$

Так, при $\theta - \theta_* \approx 5^\circ$, $k \leq 0,1$ имеем $R_s \approx R$. Поскольку при $M_\infty \sim 5-25$, $Re_\infty \sim 10^4-10^8$ величина $r_* \leq (0,2-0,4)R$, то в центральной области такой головной скачок мало отличается от прямого, $G(\psi) \sim 1$ и влияние завихренности несущественно, чем и объясняется резкое при $\theta > \theta_*$ снижение величины $\lambda_j(\theta)$ на фиг. 1.

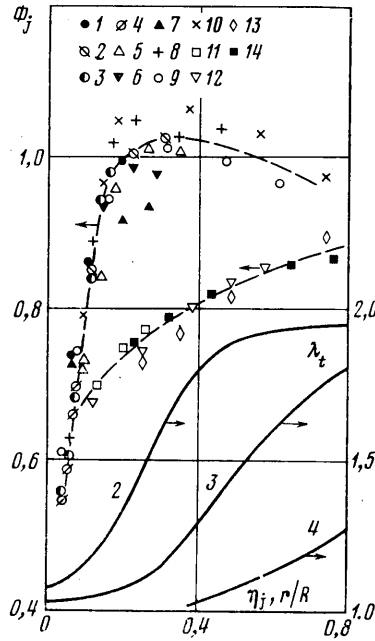
Приведем еще один пример качественного влияния завихренности на картину течения. На фиг. 4 для различных чисел Рейнольдса ($1-Re_\infty=10^6$, $2-10^5$, $3-10^4$) показаны результаты численного расчета (разностным методом [11]) ламинарного пограничного слоя на том же теле, для которого приведены результаты на фиг. 3 ($M_\infty=6$; $\gamma=1,4$; $i_w/H_\infty=0,6$, давление на теле в этих расчетах принималось согласно кривой 3 на фиг. 3), с условием гладкого сопряжения течения в пограничном слое с невязким завихренным потоком. При этом сплошные линии относятся к параметру $S=St_\infty Re_\infty^{1/2}$, штрихпунктир — к параметру $C=1/2 c_{f_\infty} Re_\infty^{1/2}$ ($c_{f_\infty}=2\tau/\rho_\infty U_\infty^2$ — коэффициент трения на теле, St_∞ — число Стантона). Видно, что при

$Re_\infty \gg 10^6$ пограничный слой отрывается ($c_{f,\infty} = 0$) на участке положительного градиента давления. При $Re_\infty \ll 10^6$ он преодолевает повышение давления до $\sim p_0'$ без отрыва. Такое влияние числа Рейнольдса обусловлено тем, что с уменьшением Re_∞ возрастает расход ψ_0 через пограничный слой и в него втекают более высоконапорные струйки газа. При этом метод среднemasсовых величин (пунктир на фиг. 4), который, конечно, как и метод локального подобия в целом, не позволяет описать предотрывное состояние пограничного слоя (кривые 1 для S на фиг. 4), с уменьшением Re_∞ при опережающем росте полного давления на внешней границе пограничного слоя по сравнению с давлением на теле имеет уже приемлемую точность (кривые 2, 3 для S).

4. При обтекании слабозатупленных ($r_0 \ll R$) конусов с углами



Фиг. 4



Фиг. 5

полураствора, меньшими критического ($\theta < \theta_*$), вне непосредственной окрестности затупления давление p на теле и угол наклона скачка σ постоянны в соответствии с ньютоновским характером течения при $k \ll 1$ ($p \approx p_0' \sin^2 \theta$, $\sigma \approx \theta$). При этом влияние затупления проявляется лишь в формировании пристеночного высокоэнтропийного слоя с расходом газа ψ_0 и поперечной неоднородностью параметров вида $G(\psi/\psi_0)$, в котором развивается пограничный слой. Тепловой поток q на теле зависит в этом случае от числа Прандтля Pr и от размерных параметров x или r ; r_0 , ρ_0 , μ_0 , u_0 , H_∞ , i_w , ψ_0 .

Эта система включает, согласно теории подобия и размерностей, два характерных размера r_0 и r_j , где

$$(4.1) \quad r_j \sim \left[\frac{\Psi_0 \sin^{1-m} \theta}{(\rho_0 u_0)^{1-m} \mu_0^m} \right]^{1/(1+\nu-m)}$$

Здесь $m=0,5$ для ламинарного и $m=0,2$ для турбулентного режима. Физически r_j определяет размер центральной области тела, где пограничный слой полностью поглощает высокоэнтропийный. Для слабозатупленных конусов ($r_0 \rightarrow 0$) при $\theta < \theta_*$ размер r_j является единственным существенным характерным размером, так что с учетом оценок (1.7) распреде-

ления по поверхности тела безразмерного параметра λ_j , характеризующего влияние завихренности на теплообмен, должны иметь вид ($\beta_i=0,25$; $\beta_i=0,4$)

$$(4.2) \quad \lambda_j \sim k^{-\beta_i} F_j(\eta_j)$$

Учитывая, что для равновесного воздуха справедлива следующая оценка для плотности газа за скачком: $\rho \approx 2,2 \rho_\infty M_\infty^{0,55}$ при $M_\infty \gg 1$, где M_∞ — число Маха потока по нормали к скачку, и используя для оценок r_j параметры газа за косым скачком (с углом $\sigma \approx \theta$), получим, в частности, при $\gamma=1$ (множители выбраны для удобства представления результатов на фиг. 5)

$$(4.3) \quad r_i = 200 \frac{r_0 \text{Re}_{r_0}^{1/2}}{\text{tg } \theta M_\infty^{7/15}}, \quad r_i = 10 \frac{r_0 \text{Re}_{r_0}^{1/2}}{t g^{2/3} \theta M_\infty^{1/2}}; \quad M_\infty = M_\infty \sin \theta, \quad \text{Re}_{r_0} = \frac{\rho_\infty U_\infty r_0}{\mu_\infty}$$

При этом зависимость (4.2) имеет вид

$$(4.4) \quad \lambda_j M_\infty^{-0,55 \beta_j} = \Phi_j(\eta_j)$$

Результаты проведенных расчетов ламинарного и турбулентного теплообмена на слабозатупленных конусах в широком диапазоне определяющих параметров ($\theta=30-70^\circ$; $M_\infty=3-25$; $\gamma=1,2-1,4$; $\text{Re}_\infty=10^5-10^7$; $r_0/R=0,1-0,5$; $\text{Pr}=0,72$) подтверждают при $\theta < \theta_*$ установленное подобие с приемлемой точностью (фиг. 5, 1-10 — турбулентный, 11-14 — ламинарный режим, перечень вариантов приведен в таблице).

Для сравнения на фиг. 5 показаны также некоторые результаты для турбулентного режима в исходных координатах $\lambda_i = \lambda_i(r/R)$ (кривые 2,

№	θ°	M_∞	10^{-6}Re_∞	r_0/R	№	θ°	M_∞	10^{-6}Re_∞	r_0/R
1	30	20	1,6	0,125	8	50	20	1,6	0,125
2	40	20	7,1	0,125	9	60	20	1,6	0,125
3	40	20	7,1	0,25	10	60	20	0,3	0,125
4	40	20	7,1	0,5	11	30	23	8,4	0,125
5	45	20	6,8	0,125	12	45	23	8,4	0,125
6	45	10	3,6	0,125	13	60	23	8,4	0,125
7	45	6	2,6	0,125	14	60	10	3,6	0,125

3, 4 для условий 2, 3, 4 таблицы). Заметим, что, несмотря на асимптотический ($r_0/R \rightarrow 0$) характер установленного закона подобия, практически он, как видно, справедлив даже для $r_0/R \sim 0,5$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ferry A., Libby P. A. Note on an interaction between the boundary layer and the inviscid flow.— J. Aeronaut. Sci., 1954, v. 21, No. 2.
2. Лунев В. В. Закон подобия для гиперзвуковых обтеканий тонких притупленных тел вязким газом.— ПММ, 1961, т. 25, вып. 6.
3. Карпов В. А. О турбулентном пограничном слое на поверхности затупленных конусов.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1968, № 3.
4. Лунев В. В. Гиперзвуковая аэродинамика. М.: Машиностроение, 1975.
5. Lees L. Laminar heat transfer over blunt-nosed bodies at hypersonic flight speeds.— Jet Propulsion, 1956, v. 26, No. 4.
6. Авдусевский В. С. Метод расчета пространственного турбулентного пограничного слоя в сжимаемом газе.— Изв. АН СССР. ОТН, Механ. и машиностр., 1962, № 4.

7. *Губанова О. И., Лунев В. В., Пластинина Л. И.* О центральной срывной зоне при взаимодействии сверхзвуковой недорасширенной струи с преградой.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1974, № 2.
8. *Лунев В. В.* Метод среднemasовых величин для пограничного слоя во внешнем потоке с поперечной неоднородностью.— Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 1.
9. *Сафиуллин Р. А.* Теплообмен в области перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1974, № 6.
10. *Красильников А. В., Никулин А. Н., Холодов А. С.* Некоторые особенности обтекания затупленных по сфере конусов с большими углами полураствора при гиперзвуковых скоростях.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1975, № 2.
11. *Мурзинов И. Н.* Ламинарный пограничный слой на затупленных телах с учетом завихренности внешнего потока.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1966, № 6.

Москва

Поступила в редакцию
8.VIII.1979