

парата. Аналогичное возрастание давления в плоскости  $\phi=90^\circ$  вызвано сжатием потока вблизи крыла.

На фиг. 4 представлено распределение давления в радиальном направлении между внешней ударной волной и поверхностью тела с подветренной стороны в области кабины летательного аппарата ( $\phi=180^\circ$ ) (кривые 1–4 соответствуют  $z=4, 5, 6, 7$ ). Основываясь на приведенных здесь графиках для распределения давления, отметим, что вначале образуется волна сжатия, которая, распространяясь в радиальном направлении, переходит в скачок уплотнения, а он, в свою очередь, впоследствии пересекает внешнюю ударную волну. Падение давления на поверхности тела обусловлено разворотом потока после кабины.

На фиг. 5 представлено распределение давления на поверхности тела в зависимости от угловой координаты при некоторых значениях продольной координаты  $z$ . Резкое возрастание давления в окрестности меридиональной плоскости  $\phi=90^\circ$  связано со сжатием потока вблизи передних кромок крыльев. Из этой фигуры можно также видеть, что сгущение точек в области передних кромок крыльев необходимо для правильного определения параметров потока в этой зоне.

Расчет представленного варианта на сетке, содержащей 37 меридиональных плоскостей и 20 точек в радиальном направлении, длится на ЭВМ БЭСМ-6 примерно 40 мин.

Поступила 6 II 1979

#### ЛИТЕРАТУРА

1. MacCormack R. W. The effect of viscosity in hypervelocity impact cratering. AIAA Paper, 1969, No. 354.
2. Воскресенский Г. П., Чушкин П. И. Численные методы решения задач сверхзвукового обтекания тел. Итоги науки и техники. Сер.: Механика жидкости и газа, 1978, т. 11.
3. Kutler P., Reinhardt W. A., Warming R. F. Multishocked, three-dimensional supersonic flowfields with real gas effects. AIAA Journal, 1973, vol. 11, No. 5.
4. Kutler P. Computation of three-dimensional inviscid supersonic flows. Lect. Notes Phys., 1975, vol. 41.
5. Chaussee D. S., Holtz T., Kutler P. Inviscid supersonic flows. AIAA Paper, 1975, No. 7.
6. Любимов А. Н., Русанов В. В. Течения газа около тупых тел, т. 1, 2. М., «Наука», 1970.
7. Moretty G., Pandolfi M. Entropy layers. Comput. and Fluids, 1973, vol. 1, No. 1.
8. Solomon J. M., Ciment M., Ferguson R. E., Bell J. B. Three-dimensional supersonic inviscid flowfield calculations on reentry vehicles with control surfaces. AIAA Paper, 1977, No. 84.
9. Сахаров В. И., Шевелев Ю. Д. Численное исследование сверхзвукового обтекания тел сложной формы. М., 1978 (Ин-т проблем мех. АН СССР. Препринт № 116).
10. Михайлов Ю. Я., Нерсесов Г. Г., Челышева И. Ф. Численное исследование обтекания сверхзвуковым потоком затупленных тел одного семейства. Тр. ЦАГИ, 1974, вып. 1614.
11. Нерсесов Г. Г. Аэродинамические характеристики затупленных тел с эллиптическими поперечными сечениями. Уч. зап. ЦАГИ, 1974, т. 5, № 1.

УДК 553.6.011.55

#### ТЕПЛООБМЕН НА ЛИНИИ РАСТЕКАНИЯ СТРЕЛОВИДНОГО ЦИЛИНДРА В НЕОДНОРОДНОМ ГИПЕРЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

Б. А. ЗЕМЛЯНСКИЙ, Г. А. ШМАНЕНКОВА

(Москва)

Предложен метод расчета теплообмена на линии растекания затупленных кромок умеренной стреловидности, учитывающий влияние поглощения невязкого завихренного потока пограничным слоем.

Передние стреловидные кромки аэродинамических органов управления гиперзвукового летательного аппарата обтекаются, как правило, сверхзвуковым потоком газа с существенной неоднородностью параметров, порождаемой энтропийными градиентами за искривленной головной ударной волной. Эти градиенты и растекание газа в тонком сжатом слое около кромки обуславливают значительную завихренность

невязкого потока в пристеночной зоне [1, 2]. Поэтому при конечных числах Рейнольдса  $Re \gg 1$  необходимо учитывать перепад параметров невязкого потока на толщине пограничного слоя (например, при помощи метода среднемассовых величин [3]).

В работах [1, 2] предложен простой приближенный метод расчета параметров невязкого потока поперек сжатого слоя, основанный на построении линий тока в плоскости растекания при известном (ニュтонианском) распределении давления и имеющий удовлетворительную точность для кромок умеренной стреловидности. Использование этого метода упрощает задачу и позволяет объединить его с методом расчета теплообмена [4] в единый алгоритм. В этом случае трехмерная задача о теплообмене на линии растекания сводится к эквивалентной осесимметричной задаче для эффективного тела. Радиус поперечного сечения этого тела  $h(x)$  определяется с учетом среднемассового растекания  $Q_0$  невязкого потока на толщине пограничного слоя с помощью соотношений

$$d \ln h = Q_0 dx, \quad Q_0 = \frac{1}{\psi_0} \int_0^{\psi_0} Q^\circ d\psi, \quad \psi_0(x) = \psi(x)$$

(1)

$$Q^\circ = \left( \frac{1}{u^\circ} \frac{\partial w^\circ}{\partial z} \right)_{z=0}, \quad \psi = \int_0^y \rho^\circ u^\circ h dy$$

Здесь  $\rho^\circ$ ,  $u^\circ$ ,  $w^\circ$  — плотность и компоненты скорости невязкого потока по осям  $x$ ,  $z$  (соответственно вдоль кромки и в окружном направлении),  $\psi$  — расход,  $y$  — нормаль к кромке. Для замыкания расчетной схемы используются соотношения метода эффективной длины [5] для расхода  $\psi_0$  через пограничный слой и для теплового потока к стенке  $q$  с заменой параметров на внешней границе пограничного слоя среднемассовыми (нижний индекс 0). Следуя [3, 4], имеем для ламинарного ( $l$ ) и турбулентного ( $t$ ) режимов

$$(2) \quad \psi_{0l} = 3.3 \xi_l^{0.5}, \quad \psi_{0t} = 0.33 \xi_t^{0.8}$$

$$(3) \quad q_l = 0.332 \text{Pr}^{-1/4} (\rho_* u_0)^{0.5} \left( \frac{\mu_*}{x_l} \right)^{0.5} (H_{al} - i_w)$$

$$q_t = 0.0296 \text{Pr}^{-0.6} (\rho_* u_0)^{0.8} \left( \frac{\mu_*}{x_t} \right)^{0.2} (H_{at} - i_w)$$

$$\xi_l = x_l F_l, \quad \xi_t = x_t F_t, \quad \xi_j = \int_0^x F_j dx + \xi_{j0} \quad (j=l, t)$$

$$F_l = \rho_0 \mu_0 u_0 h^2, \quad F_t = \rho_* u_0 \mu_*^{1/4} h^{5/4} (H_{at} - i_w)^{1/4}$$

$$\mu = \mu(p, i), \quad \rho = \rho(p, i)$$

$$i_* = 0.5(i_0 + i_w) + 0.22(H_{aj} - i_0)$$

$$H_{aj} = i_0 + \frac{1}{2} x_j u_0^2 \quad (x_l = \text{Pr}^{1/2}, \quad x_t = \text{Pr}^{1/4})$$

Здесь  $p$ ,  $\rho$ ,  $i$ ,  $\mu$  — давление, плотность, энтальпия и вязкость газа,  $\text{Pr}$  — число Прандтля,  $x_j$  — эффективная длина, индекс  $w$  относится к параметрам при температуре стенки.

Расчет теплообмена на кромке с помощью соотношений (1) — (3) ведется одновременно с расчетом невязкого течения в сжатом слое согласно [1, 2]. При этом течение в угловой точке  $x=0$  предполагается безотрывным, а скачок — присоединенным (в гиперзвуковом потоке при местных углах стреловидности  $\lambda \geq 45^\circ$  эти допущения выполняются с приемлемой точностью). Параметр  $\xi_{j0}$  в (3) определяется из условия непрерывности толщины потери энергии в угловой точке.

Проверку предлагаемого метода можно провести на базе точных решений уравнений ламинарного пограничного слоя на линиях растекания. Например, в случае бесконечного скопленного цилиндра [6] зададим при  $x=x_*$  неоднородный внешний поток профилями пограничного слоя  $u^\circ$ ,  $Q^\circ$ ,  $H^\circ$  и рассмотрим развитие в нем внутрен-

него пограничного слоя вдоль линии растекания при  $x > x_*$  (согласно [3], влияние вязкости во внешнем потоке до его поглощения этим подслоем несущественно). Для теплового потока  $q_i$  на стенке при  $x > x_*$  имеем (при  $\mu \rho \sim p$ )

$$(4) \quad \frac{q_i}{q_{i*}} = \frac{0.332 f_\delta \text{Pr}^{1/3}}{\theta_w' \zeta} \frac{u_0 h}{u_\delta h_*} \frac{H_\infty - i_w}{H_\infty - i_w} \quad (f_\delta \approx 3.3)$$

$$\theta_w' = \left( \frac{d\theta}{d\eta} \right)_w, \quad \theta = \frac{H^\circ - i_w}{H_\infty - i_w}, \quad \eta = \left( \frac{u_\delta Q_\delta}{\rho_\delta \mu_\delta} \right)^{1/2} \int_0^y \rho dy$$

$$\zeta = \int_0^n g d\eta, \quad g = \frac{u^o}{u_\delta}$$

Здесь индекс  $\delta$  относится к параметрам на внешней границе исходного пограничного слоя, индекс \* — к величинам в точке  $x_*$ ,  $H_\infty$  — полная энталпия.

Из (1) получим

$$(5) \quad \frac{h}{h_*} = \left( 1 + \frac{4}{f_\delta^2} \int_0^\zeta \frac{Q_\delta u_\delta \zeta}{Q_\delta u_0} d\zeta \right)^{1/2}$$

$$\psi = \left( \frac{\rho_\delta \mu_\delta u_\delta}{Q_\delta} \right)^{1/2} h \zeta$$

$$x = x_* + \frac{2}{f_\delta^2 Q_\delta} \int_0^\zeta \frac{u_\delta h^2 \zeta}{u_\delta h^2} d\zeta$$

Расчеты, выполненные для различных условий, показывают, что в области  $x - x_* \leq 4(f_\delta^2 Q_\delta)^{-1}$ , где происходит поглощение подслоем всего газа из начального пограничного слоя, отличие  $q_i/q_{i*}$  от единицы, т. е. от точного решения при  $\text{Pr}=0.7-1.0$  не превышает 15% (при  $x \rightarrow x_*$  имеем  $q_i/q_{i*} \rightarrow 0.332 f_\delta \text{Pr}^{1/3} \approx 0.975 \text{Pr}^{1/3}$ ).

Изложенный методом для равновесно-диссоциирующего воздуха проведенны систематические расчеты турбулентного теплообмена на линии растекания цилиндрической кромки, установленной на затупленном по сфере конусе, обтекаемом под нулевым углом атаки.

Расчеты проводились в широком диапазоне определяющих параметров:  $U_\infty = 1300-7500 \text{ м/сек}$ ,  $\rho_\infty = 1.8 \cdot 10^{-3}-3 \cdot 10^{-2} \text{ кг}\cdot\text{сек}^2/\text{м}^4$ , число Рейнольдса  $\text{Re}_\infty = \rho_\infty U_\infty r_0 / \mu_\infty = 3 \cdot 10^4-10^6$ ,  $i_w/H_\infty = 0.1-0.5$ ,  $\lambda = 30^\circ-60^\circ$ ,  $\theta_s = 0-15^\circ$  ( $r_0$  — радиус кромки,  $\theta_s$  — угол полуверстия конуса).

Важным параметром, определяющим структуру течения в сжатом слое кромки, является величина  $\omega = r_0 \sin(\lambda + \theta_s)/R$  (за масштаб поперечной неоднородности набегающего на кромку потока принят радиус затупления головного конуса  $R$ ). На фиг. 1 показаны результаты расчета величины

$$K = \text{St}_\infty \text{Re}_\infty^{0.2}, \quad \text{St}_\infty = q/\rho_\infty U_\infty (H_\infty - i_w)$$

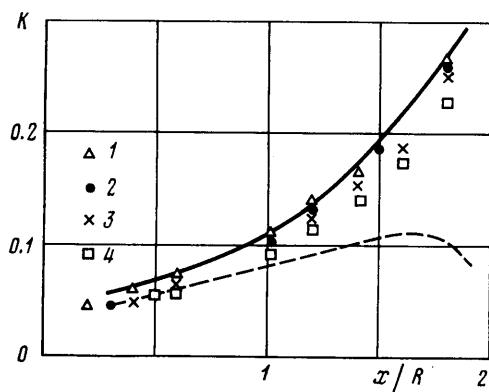
для кромок различного радиуса при условиях  $U_\infty = 7500 \text{ м/сек}$ ,  $\rho_\infty = 1.8 \cdot 10^{-3} \text{ кг}\cdot\text{сек}^2/\text{м}^4$ ,  $i_w/H_\infty = 0.1$ ,  $\lambda = 45^\circ$ ,  $\theta_s = 0^\circ$ , кромка установлена на расстоянии  $4.4 R$  от носка головного тела (цифры 1-4 соответствуют значениям  $\omega = 0.05, 0.1, 0.2, 0.5$ ). Сравнение с результатом расчета по невязким параметрам на кромке (штриховая линия) показывает, что внешняя завихренность увеличивает турбулентный теплообмен до 2 раз. Видно, что при  $\omega \leq 0.5$  влияние параметра  $\omega$  небольшое, а при  $\omega \leq 0.2$  им вообще можно пренебречь, т. е. течение локально такое же, как около бесконечного цилиндра в однородном потоке с местными параметрами (сплошная линия на фиг. 1). Это обстоятельство позволяет результаты расчетов турбулентного теплообмена для всех указанных выше расчетных условий (заштрихованная область на фиг. 2,  $\omega \leq 0.5$ ) с удовлетворительной точностью представить в виде

$$(6) \quad K = 0.092 N, \quad N = \left( \frac{p}{\rho_\infty U_\infty^2} \frac{u_s}{U_\infty} \right)^{0.88} M_\infty^{-0.5} \left( \frac{i_w}{H_\infty} \right)^{0.22}$$

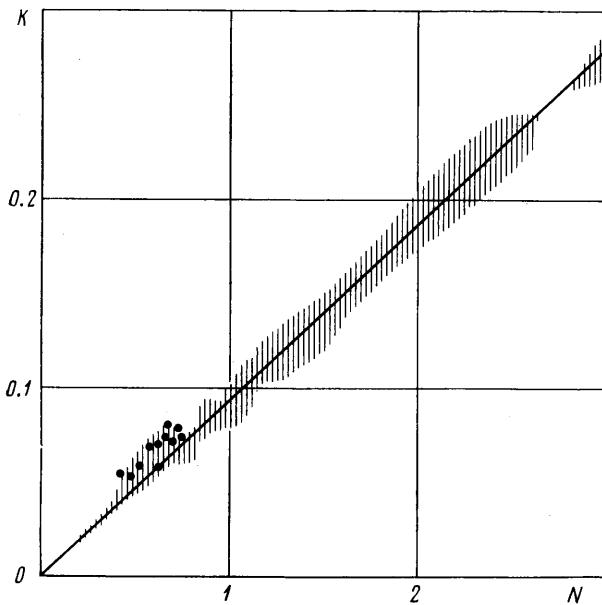
$$p = \rho_1 U_1^2 \cos^2 \lambda_1, \quad u_s = U_1 \sin \lambda_1$$

Здесь индекс 1 относится к местным параметрам потока перед кромкой,  $M_\infty$  — число Маха в невозмущенном потоке.

На фиг. 2 приведены также имеющиеся экспериментальные данные (точки), полученные при  $M_\infty=6$ ,  $Re_\infty=4 \cdot 10^5$ ,  $i_w/H_\infty=0.72$ ,  $\lambda=60^\circ$ .



Фиг. 1



Фиг. 2

Наличие такой общей корреляции, основанной лишь на знании местных газодинамических параметров в потоке перед кромкой, весьма полезно для практического использования, учитывая большое разнообразие рассматриваемых течений.

Поступила 8 II 1979

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Землянский Б. А. Гиперзвуковое обтекание скосенной притупленной кромки неравномерным потоком газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 6.
2. Лунев В. В. Гиперзвуковая аэродинамика. М., «Машгиз», 1975.
3. Лунев В. В. Метод среднемассовых величин для пограничного слоя во внешнем потоке с поперечной неоднородностью. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 1.
4. Землянский Б. А. О расчете теплообмена на линиях растекания трехмерного пограничного слоя в неоднородном внешнем потоке. Изв. АН СССР, МЖГ, 1975, № 1.

5. Аедуевский В. С., Галический Б. М., Глебов Г. А. и др. Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике. М., «Машиностроение», 1975.  
 6. Reshotko E., Beckwith J. Compressible laminar boundary layer over a yawed infinite cylinder with heat transfer and arbitrary Prandtl number. NACA Rep., 1958, No. 1379.

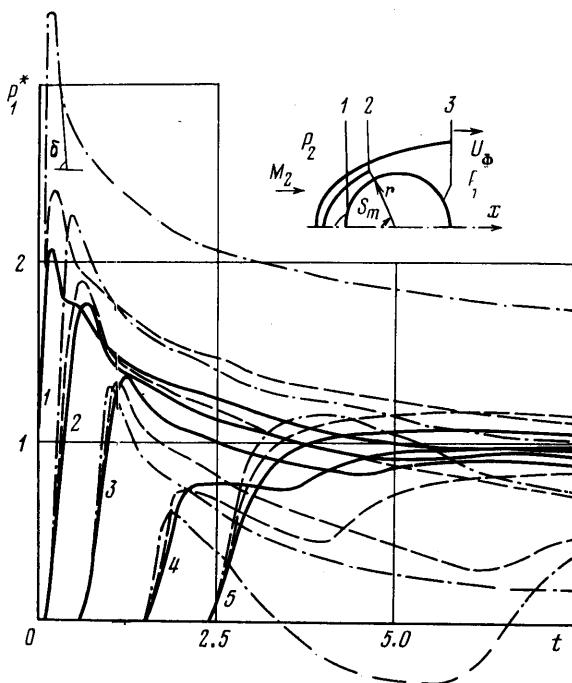
УДК 533.6.011.72+534.24+517.962.8

## АППРОКСИМАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ВОЗДЕЙСТВИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ НА ЦИЛИНДР

В. Н. ЛЯХОВ

(Москва)

Представлены результаты конечно-разностного счета, дополняющие известные ранее данные и позволяющие вместе с результатами [1, 2] провести аппроксимацию изменяющихся во времени величин давления на поверхности цилиндра для случая, когда фронт ударной волны параллелен оси цилиндра. Построенная аппроксимация пригодна в интервале времени от момента касания волной цилиндра до тех пор, пока возмущение не достигнет задней критической точки цилиндра. Полученные фор-



Фиг. 1

мулы могут быть использованы в инженерных расчетах для определения нестационарного распределения давления по поверхности цилиндра и силы, действующей в направлении движения волны. Интенсивность волны и показатель адиабаты при этом могут меняться в достаточно широких пределах.

1. При построении аппроксимирующих формул воспользуемся результатами работ [1, 2], в которых изложена постановка краевой задачи с начальными условиями и метод решения с помощью конечно-разностной схемы второго порядка точности. В этих работах достаточно подробно описан процесс воздействия ударной волны на цилиндр. На фиг. 1 (вверху) изображены три момента отражения: регулярное 1, маховское 2 и режим 3 при  $S_m > 90^\circ$ , где  $S_m$  — угловая координата, характеризующая