

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕРАВНОВЕСНОГО ГИПЕРЗВУКОВОГО ТЕЧЕНИЯ ВДОЛЬ БОКОВОЙ ПОВЕРХНОСТИ ЗАТУПЛЕННЫХ ТЕЛ

Л. А. Ладнова, А. Ф. Полянский, Л. И. Скурин

(Ленинград)

1. В работе исследуется вязкое неравновесное течение газа вдоль боковой поверхности затупленных конусов, движущихся в воздухе с большой гиперзвуковой скоростью. Предполагается, что в области течения отсутствует электрический ток, а также внешние электрическое и магнитное поля. Влиянием излучения на поле течения пренебрегается. Рассматривается непроницаемая стенка. Течение вдоль тела считается ламинарным.

В такой постановке задача вязкого неравновесного обтекания удлиненных затупленных тел рассматривалась в работах [1—3], где расчетные данные весьма ограничены и относятся лишь к нескольким частным случаям обтекания. В настоящей работе исследуется влияние условий в набегающем потоке, радиуса затупления и угла полураствора конуса, движущегося в воздухе, на динамические и тепловые характеристики поля течения, а также на плотность электронов.

Рассмотрение проводится на основе разделения поля течения на пограничный слой и невязкую область. Согласно результатам работ [4—6], такой подход к решению рассматриваемой задачи правомерен при значениях числа Рейнольдса, построенного по радиусу затупления и условиям на бесконечности, $Re_\infty \geq 3 \cdot 10^3$. Как показано в работе [5], область применимости такого подхода практически совпадает с областью применимости расчетного метода, основанного на уравнениях вязкого ударного слоя, использованного для расчетов в работе [2]. Вместе с тем подход, используемый в данной работе, более универсален, так как дает возможность получить результаты и в случае больших чисел Рейнольдса, в частности, для турбулентного течения вблизи стенки.

Расчет поля течения в «невязкой» постановке проводится методом трубок тока [7].

При расчете пограничного слоя для упрощения задачи принимается, что имеет место только концентрационная диффузия, которая может быть описана с помощью бинарных коэффициентов диффузии и постоянных значений чисел Шмидта. Судя по данным работы [6], где исследуется значение учета многокомпонентной диффузии в задаче обтекания тела гиперзвуковым потоком воздуха, такое приближение не должно существенно повлиять на результаты.

Течение смеси газов в ламинарном пограничном слое тела с осевой симметрией описывается в указанных предположениях системой уравнений вида

$$(1.1) \quad \frac{\partial \rho v_s r(s)}{\partial s} + \frac{\partial \rho v_y r(s)}{\partial y} = 0, \quad \rho v_s \frac{\partial v_s}{\partial s} + \rho v_y \frac{\partial v_s}{\partial y} = -\frac{dp}{ds} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial v_s}{\partial y} \right),$$

$$\rho v_s \frac{\partial H}{\partial s} + \rho v_y \frac{\partial H}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \frac{\mu}{Pr} \frac{\partial}{\partial y} \left[H + (Pr - 1) \frac{v_s^2}{2} \right] \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \mu \sum_{i=1}^N \left(\frac{1}{Sc_i} - \frac{1}{Pr} \right) h_i \frac{\partial \xi_i}{\partial y} \right\},$$

$$\rho v_s \frac{\partial \xi_i}{\partial s} + \rho v_y \frac{\partial \xi_i}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\mu}{Sc_i} \frac{\partial \xi_i}{\partial y} \right) + W_i,$$

$$p = \rho R T \sum_{i=1}^N \xi_i / m_i, \quad H = \sum_{i=1}^N h_i \xi_i + v_s^2 / 2 \quad (i = 1, 2, \dots, N),$$

где (s, y) — естественная система координат; $r(s)$ — местный радиус тела;

v_s, v_y — касательная и нормальная составляющие среднемассовой скорости; ρ — плотность; p — давление; μ — коэффициент динамической вязкости; Sc_i, Pr — числа Шмидта и Прандтля; R — универсальная газовая постоянная; T — температура; \dot{h}_i, ξ_i — энтальпия и относительная массовая концентрация i -го компонента; W_i — массовая скорость образования i -го компонента в результате протекания химических реакций; H — полная энтальпия смеси; N — число компонентов смеси.

Условия на поверхности тела для скорости и температуры записываются в виде

$$(1.2) \quad y = 0, v_s = v_y = 0, T = T_w.$$

Принимается, что на стенке имеют место равновесные значения концентрации всех компонентов: $\xi_i = \xi_{iw}(T, p)$.

Характерным для обтекания затупленных тел является наличие больших поперечных градиентов всех параметров вблизи тела, связанных с наличием искривленной ударной волны перед телом. Это обстоятельство, как показано в работе [8], нельзя не учитывать при расчете пограничного слоя (в случае умеренных чисел Рейнольдса). Условия на внешней границе пограничного слоя ставятся с учетом неоднородности внешнего потока в виде

$$(1.3) \quad y = \delta, v_s = v_e(\psi_e), T = T_e(\psi_e), \xi_i = \xi_{ie}(\psi_e),$$

где ψ_e — функция тока;

$$(1.4) \quad \psi_e = \int_0^\delta \frac{\rho v_s r(s) dy}{\rho_\infty v_\infty r_0^2}$$

(r_0 — радиус затупления). Для определения δ используется условие $y = \delta, \partial v_s / \partial y = 0$.

Таким образом, условия на внешней границе не могут быть заданы заранее, как это делается при обычной постановке задачи о пограничном слое. Для решения задачи можно воспользоваться методом последовательных приближений, задавая функцию тока в нулевом приближении $\psi_e^0(s)$ и интегрируя последовательно систему уравнений пограничного слоя (1.1) соответственно при ψ_e^k ($k = 0, 1, 2, \dots$), вычисляемых по соотношению (1.4). Эта громоздкая процедура упрощается, если удачно задаться нулевым приближением $\psi_e^0(s)$. Исследование, проведенное в работе [9], показало, что величину ψ_e для сферически затупленных конусов с углами полураствора $\alpha = 5-15^\circ$ можно вычислять по соотношению

$$(1.5) \quad \psi_e = \frac{As_1^2 K^2}{\sqrt{Re_\infty / M_\infty}}, \quad s_1 = \frac{s}{r_0},$$

где M_∞ — число Маха набегающего потока; зависимость $K = K(s_1)$ задана графически [9]. Проведенные нами расчеты подтвердили эту зависимость при

$$(1.6) \quad A = 5,8 + 0,4/s_1.$$

При использовании соотношений (1.5), (1.6) оказывается возможным ограничиться лишь нулевым приближением описанной процедуры, т. е. провести интегрирование системы уравнений (1.1) при граничных условиях (1.2), (1.3) лишь один раз.

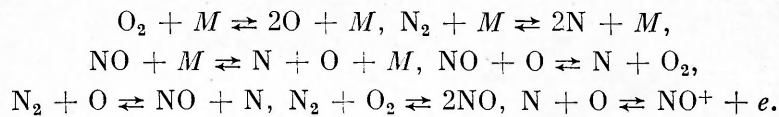
Практически определение условий на внешней границе сводится к отысканию из данных расчета невязкой области номера $k(s_1)$ трубки тока, удовлетворяющей условию

$$\sum_{j=1}^{k-1} Q_j < \psi_e(s_1) \leq \sum_{j=1}^k Q_j,$$

где Q_j — относительный расход газа через j -ю трубку тока. Условия на внешней границе в точке s_1 считаются совпадающими с параметрами k -й трубки в точке s_1 .

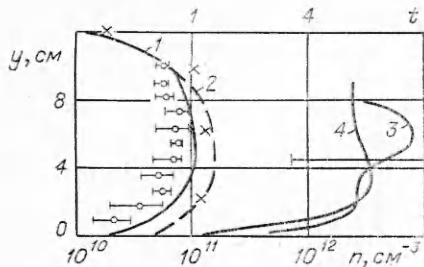
Интегрирование системы уравнений (1.1) при граничных условиях (1.2), (1.3) осуществляется многополосным интегральным методом [10] при использовании четырех полос.

Считается, что воздух представляет собой смесь семи компонентов ($O_2, N_2, O, N, NO, NO^+, e$), между которыми протекают следующие реакции:

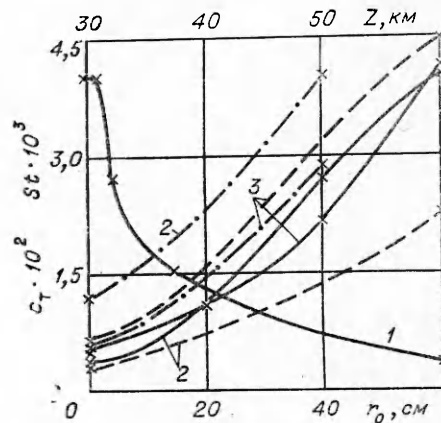


Константы скоростей для этих реакций брались теми же, что и в работе [11].

2. В работе [12] приведены опытные данные по ионизации вблизи поверхности конуса с радиусом затупления $r_0 = 15$ см, $\alpha = 9^\circ$, движущегося на высоте $Z = 71$ км со скоростью $v_\infty = 7,6$ км/с. Опытные данные по распределению плотности электронов n по толщине ударного слоя y в сечении $s_1 = 8,8$ представлены на фиг. 1 в виде кружков с горизонтальными линиями, которые указывают разброс опытных данных. (Отброшены экспериментальные точки, полученные с помощью зондов, показаниям которых, согласно [13], нельзя доверять.) С целью сравнения с этими данными был проведен соответствующий расчет по описанной выше методике. Принималось $T_w = 1000$ К, $Pr = 0,7$, $Sc_i = 0,5$ для нейтральных компонентов и $Sc_i = 0,25$ — для заряженных. Кривая 1 на фиг. 1 соответствует расчету с использованием константы скорости рекомбинации электронов по данным работы [13], крестики — по данным [14], кривая 2 — расчетным данным, полученным в [2] в приближении вязкого ударного слоя. Соответствие как с опытными данными, так и с расчетными, полученными с помощью иной расчетной методики, достаточно близкое. Видно, что лучшее согласование с опытными данными получается при использовании константы скорости рекомбинации из работы [13].



Фиг. 1



Фиг. 2

Кривые 3, 4 на фиг. 1 — расчетные профили температуры в сечениях $s_1 = 2.1$ и 8.8 соответственно. Горизонтальной линией показан разброс опытных данных по температуре электронов $t = T/10^3$. Эти данные сняты на расстоянии $1.5-9.5$ см от стенки и приведены в работе [15]. Видно, что температура электронов не отличается существенно от температуры тяжелых частиц.

На фиг. 2—4 иллюстрируется влияние высоты полета и геометрических параметров конуса, движущегося со скоростью $v_\infty = 7.4$ км/с, на основные характеристики потока вблизи стенки в сечении $s = s_* = 1$ м. В этих расчетах задавались указанные выше значения T_w , Pr и Sc_i .

На фиг. 2 приведены значения коэффициентов полного сопротивления трения конусов

$$c_T = \frac{4}{\rho_\infty v_\infty^2 r_*^2} \int_0^s \tau_w r \cos \beta ds, \quad \tau_w \equiv \mu_w \left(\frac{\partial v_s}{\partial y} \right)_w,$$

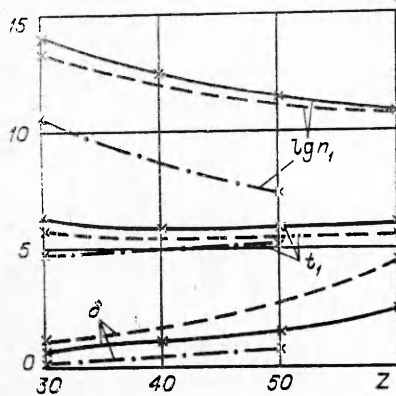
где β — угол наклона касательной к контуру тела; $r_* = r(s_*)$, и чисел Стантона

$$St = \frac{q_w}{\rho_\infty v_\infty H_\infty (1 - H_w/H_\infty)}, \quad q_w = -\mu_w \left(\frac{c_p}{Pr} \frac{\partial T}{\partial y} - \sum_{i=1}^N \frac{h_i}{Sc_i} \frac{\partial \xi_i}{\partial y} \right)_w,$$

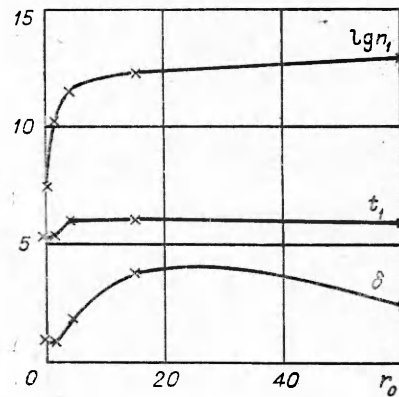
$$c_p = \sum_{i=1}^N \xi_i \frac{dh_i}{dT}.$$

Кривая 1 — зависимость c_T от радиуса затупления тела r_0 для случая $z = 50$, $\alpha = 10^\circ$. Кривые 2 и 3 — зависимость от высоты полета z соответственно c_T и St. Здесь и на фиг. 3 сплошные линии относятся к случаю $r_0 = 4$ см, $\alpha = 10^\circ$, штриховые — $r_0 = 4$ см, $\alpha = 6^\circ$, штрихпунктирные — к острому конусу с $\alpha = 10^\circ$ (соответствующие расчеты острых конусов приведены в [10]). Следует иметь в виду, что все кривые построены на основе относительно небольшого количества рассчитанных вариантов. Все расчетные точки на фиг. 1—4 вдоль кривых отмечены крестиками.

На фиг. 3 приведено изменение с высотой полета толщины пограничного слоя δ (см), максимальных значений температуры t_1 и плотности электронов n_1 (см $^{-3}$) вблизи стенки. На фиг. 4 приведена зависимость этих же параметров от радиуса затупления тела для случая $Z = 50$, $\alpha = 10^\circ$.



Ф и г. 3



Интересно отметить, что, несмотря на то, что значения давления на боковой поверхности конуса в случае $\alpha = 6^\circ$ меньше в 2–3 раза, чем в случае $\alpha = 10^\circ$, и несколько ниже уровень температуры (фиг. 3), уровень плотности электронов при $Z = 60$ для $\alpha = 6^\circ$ оказывается практически тем же, что и для $\alpha = 10^\circ$. Как показывает анализ расчетных данных, это связано с тем обстоятельством, что при более низком уровне давления происходит более сильное замораживание химических процессов, результатом чего является значительно более высокий уровень концентрации атомов кислорода и азота вдоль боковой поверхности тела. Последнее ведет к увеличению скорости образования электронов в результате реакции диссоциативной рекомбинации. Отмеченный эффект более слабо выражен на низких высотах.

Отметим еще один важный количественный результат: как видно из данных, приведенных на фиг. 2, 4, динамические и тепловые характеристики пограничного слоя на конусе с радиусом закругления $r_0 = 1$ см практически те же (в рассматриваемом сечении), что и для острого конуса. Однако уровень ионизации для закругленного конуса почти на три порядка выше.

Поступила 24 VII 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Adams J. C. Chemical nonequilibrium layer effects on a simulated space shuttle configuration during re-entry. — *J. Spacecraft and rockets*, 1971, vol. 8, N 6.
2. Miner E. W., Lewis C. H. Hypersonic ionizing air viscous shock-layer flows over sphere cones. — *AIAA J.*, 1975, N 1. Рус. пер. «Ракетн. техника и космонавтика», 1975, № 1.
3. Watkins C. B., Blottner F. G. Three-dimensional effects on electron density in a blunt body laminar boundary layer. — *AIAA J.*, 1972, N 10. Рус. пер. «Ракетн. техника и космонавтика», 1972, № 10.
4. Мурзинов П. Н. Ламинарный пограничный слой на закругленных телах с учетом завихренности внешнего потока. — *Изв. АН СССР. МЖГ*, 1966, № 6.
5. Белоцерковский О. М. и др. Численное исследование современных задач газовой динамики. М., «Наука», 1974.
6. Петрова Л. И. Расчет течения реагирующего газа около лобовой поверхности сферы на основе модели Навье—Стокса. — В кн.: Численные методы в аэродинамике. М., изд. МГУ, 1977, вып. 1.
7. Полянский А. Ф., Скурин Л. И. Гиперзвуковой невязкий след в воздухе. — В кн.: Газодинамика и теплообмен. Л., изд. Ленингр. ун-та, 1977, № 5.
8. Лунев В. В., Румынский А. Н. Развитие пограничного слоя в потоке газа с распределенной по линиям тока энтальпией торможения. — *Изв. АН СССР. МЖГ*, 1966, № 5.
9. Blottner F. G. Correlation of the mass flow rate in the laminar boundary layer on sphere-cone. — *AIAA J.*, 1973, N 7. Рус. пер. «Ракетн. техника и космонавтика», 1973, № 4.
10. Ладнова Л. А. О решении уравнений неравновесного ламинарного пограничного слоя многополосным интегральным методом. — *Уч. зап. ЛГУ. Газодинамика и теплообмен*, № 5.
11. Sang-Wook Kang. Nonequilibrium, ionized, hypersonic flow over a blunt body at low Reynolds number. — *AIAA J.*, 1970, N 7. Рус. пер. «Ракетн. техника и космонавтика», 1970, № 7.
12. Evans J. S., Schexnayder C. J., Huber P. W. Comparison of theoretical and flight-measured ionization in a blunt body re-entry flow field. — *AIAA J.*, 1971, N 6. Рус. пер. «Ракетн. техника и космонавтика», 1971, № 6.
13. Dunn M. G., Lordi J. A. Measurement of electron temperature and number density in shock-tunnel flows. — *AIAA J.*, 1969, N 11. Рус. пер. «Ракетн. техника и космонавтика», 1969, № 11.
14. Lin S. C., Teare J. D. Rate of ionization behind shock waves in air. — *Phys. fluids*, 1963, N 3.
15. Kang S. W., Jones W. L., Dunn M. G. Theoretical and measured electron-density distributions at high altitudes. — *AIAA J.*, 1973, N 2. Рус. пер. «Ракетн. техника и космонавтика», 1973, № 2.