

УДК 533.6.011.8

© 2002 г.

М.М. СТЕПАНОВ

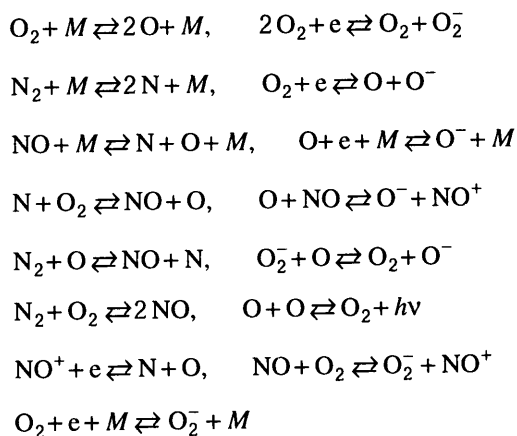
## ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОХИМИЧЕСКОЙ НЕРАВНОВЕСНОСТИ ДАЛЬНИХ ГИПЕРЗВУКОВЫХ СЛЕДОВ В АТМОСФЕРЕ

Исследуются неравновесные физико-химические процессы, происходящие в дальних гиперзвуковых следах, оставляемых телами при спуске в атмосфере Земли. Рассматриваются параметры указанных течений с учетом возможной термохимической неравновесности на всем протяжении спуска.

Ряд прикладных задач требует подробного знания параметров дальнего следа, оставляемого телами при спуске в атмосфере с гиперзвуковой скоростью. К их числу необходимо отнести задачи, связанные со взаимодействием электромагнитных волн с возмущенной при пролете областью атмосферы. Это важно, например, при исследовании метеорных явлений или при обеспечении качества радиосвязи со спускающимися аппаратами и т.д. Важнейшими из отмеченных характеристик течения являются: электронная концентрация  $N_e$ , температура потока  $T$  и температура электронов  $T_e$ . При спуске в атмосфере условия течения в дальнем следе могут сильно меняться: от ламинарного режима на больших высотах до турбулентного при полетах на малых, от химически замороженного течения при малых значениях плотности окружающей среды верхней атмосферы до равновесного вблизи поверхности Земли. Необходимо отметить, что к настоящему времени течения в дальних следах достаточно подробно исследованы [1–9]. В ряде расчетно-теоретических работ эта область течения рассматривалась как в рамках совершенного газа, так и, где это необходимо, с учетом химических реакций. Между тем в условиях гиперзвукового полета и разреженной среды возможно не только неравновесное протекание химических реакций, но и достаточно сильное отклонение от состояния термического равновесия. Анализ времен релаксации различных физико-химических процессов в условиях низкотемпературной плазмы дальнего гиперзвукового следа показывает, что возможны колебательная неравновесность отдельных молекул (прежде всего молекул  $O_2$  и  $N_2$ , если ограничиться рассмотрением течений "чистого" воздуха без учета возможных добавок естественного или искусственного происхождения) и отрыв температуры электронов  $T_e$  от температуры поступательно-вращательных степеней свободы тяжелых частиц  $T$ . Термическая неравновесность, важная сама по себе, влияет и на остальные параметры потока. Основные закономерности подобных течений выявлены в [7–10]. Данная работа является продолжением указанных исследований на всем протяжении гиперзвукового спуска в атмосфере.

Физико-математическая модель рассматриваемого течения строится аналогично работам [7–9] в предположении о том, что дальний гиперзвуковой след представляет

собой частично ионизованную смесь компонентов чистого воздуха  $O$ ,  $O_2$ ,  $N$ ,  $N_2$ ,  $NO$ ,  $Ag$ ,  $NO^+$ ,  $O^-$ ,  $O_2^-$ ,  $e^-$ , между которыми идут следующие химические реакции:



Здесь  $M$  – третья частица.

Справедливость этой химической модели обосновывается для несильно удаленных от тела областей следа ( $X < 1000d$ , где  $d$  – характерный размер) в [1, 2]. Предполагается также, что поступательно-вращательные степени свободы всех тяжелых компонентов, а также их колебательные степени свободы, за исключением молекул  $O_2$  и  $N_2$ , возбуждены равновесно и характеризуются температурой  $T$ . Колебательные же степени свободы молекул  $O_2$  и  $N_2$  возбуждены неравновесно с поступательно-вращательными и имеют температуры  $T_2$  и  $T_4$  соответственно. Их релаксация описывается уравнениями типа уравнений Ландау – Теллера, модифицированными с учетом влияния химической кинетики и вязкости согласно [12–15].

Обратное влияние неравновесной колебательной релаксации на протекание химических реакций учитывается домножением констант диссоциации молекул  $O_2$  и  $N_2$  на некоторые функции  $F(T_2, T)$ ,  $F(T_4, T)$ , приведенные в [12–15]. Ввиду малости концентраций заряженных компонентов дальних следов за телами, входящими в плотные слои атмосферы со скоростями  $V_\infty \leq 8$  км/с, пренебрегается неравновесностью возбуждения колебательных степеней свободы ионов. Считается, что возможно отсутствие термического равновесия между электронами и тяжелыми частицами, т.е. возможен отрыв температуры  $T_e$  от  $T$ . При этом константы скоростей приведенных выше химических реакций с участием электронов предполагаются зависящими от температуры электронов  $T_e$  [10, 11]. Предполагается также, что след является квазинейтральным, электрический ток отсутствует (диффузия заряженных компонентов имеет амбиполярный характер).

Для описания течения низкотемпературной плазмы дальнего гиперзвукового осесимметричного следа используется система упрощенных уравнений Навье – Стокса для многокомпонентной смеси газов параболического типа, справедливость которой для сверхзвуковых областей дальнего следа обосновывается в [1–4]. Она дополняется отмеченными выше релаксационными уравнениями типа Ландау – Теллера для энергии колебательных степеней свободы молекул  $N_2$ ,  $O_2$ , а также уравнением энергии для электронов [7–9]. При расчете коэффициентов переноса ламинарного течения используются формулы Уилке, Мейсона и Саксена, а для турбулентных коэффициентов – зависимости, приведенные в [1]. Критерий [3] используется для оценки состояния до точки перехода за тонкими телами, которые рассматриваются далее. До этой точки течение считается ламинарным, а после – полностью турбулентным.

При сделанных предположениях система уравнений имеет вид

$$\frac{\partial(\rho V_x y)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho V_y y)}{\partial y} = 0$$

$$\rho V_x \frac{\partial V_x}{\partial x} + \rho V_y \frac{\partial V_x}{\partial y} = \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left( y \mu \frac{\partial V_x}{\partial y} \right) - \frac{\partial P}{\partial x}$$

$$\rho V_x \frac{\partial V_y}{\partial x} + \rho V_y \frac{\partial V_y}{\partial y} = \frac{4}{3} \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu \frac{\partial V_y}{\partial y} \right) + 2\mu \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{V_y}{y} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu \frac{V_y}{y} \right) - \frac{\partial P}{\partial y}$$

$$\rho \left[ V_x \frac{\partial(c_e h_e)}{\partial x} + V_y \frac{\partial(c_e h_e)}{\partial y} \right] = V_x \frac{\partial P_e}{\partial x} + V_y \frac{\partial P_e}{\partial y} - \frac{1}{y} \frac{\partial(y J_{ey})}{\partial y} + Q$$

$$\rho \sum_{i=1}^{N_h} \left[ V_x \frac{\partial(c_i h_i)}{\partial x} + V_y \frac{\partial(c_i h_i)}{\partial y} \right] = V_x \frac{\partial P_h}{\partial x} + V_y \frac{\partial P_h}{\partial y} - \frac{1}{y} \frac{\partial(y J_{hy})}{\partial y} + \mu \left( \frac{\partial V_x}{\partial y} \right)^2 - Q^T$$

$$V_x \frac{\partial E_i}{\partial x} + V_y \frac{\partial E_i}{\partial y} = \frac{E_{ip} - E_i}{\tau_{ii}} + \frac{1}{\tau_{ij}} \frac{m_j}{c_j} \frac{1}{k\Theta_j} \left\{ E_j \left( E_i + c_i \frac{k\Theta_i}{m_i} \right) \exp \left[ \frac{1}{T} (\Theta_j - \Theta_i) \right] - \right. \\ \left. - E_i \left( E_j + c_j \frac{k\Theta_j}{m_j} \right) \right\} + (E_i^* - E_i) \left( V_x \frac{\partial c_i}{\partial x} + V_y \frac{\partial c_i}{\partial y} \right) + A_i - Q_i^k$$

$$(i = O_2, j = N_2 \text{ или } i = N_2, j = O_2)$$

$$\rho V_x \frac{\partial c_i}{\partial x} + \rho V_y \frac{\partial c_i}{\partial y} = -\frac{1}{y} \frac{\partial(y I_{iy})}{\partial y} + W_i$$

$$P = nkT, \quad P_e = n_e k T_e, \quad P_h = n_h k T, \quad P = P_e + P_h$$

$$\sum_{i=1}^N c_i = 1, \quad \sum_{i=1}^N Z_i X_i = 0, \quad X_i = \frac{n_i}{n}, \quad c_i = \frac{\rho_i}{\rho}; \quad \Theta_i = \frac{h\nu_i}{k}$$

$$E_i = \frac{k\Theta_i}{\exp(\Theta_i/T) - 1}, \quad E_{ip} = \frac{k\Theta_i}{\exp(\Theta_i/T) - 1}$$

$$A_i = -\frac{1}{\rho} \left\{ \left[ \frac{\partial}{\partial y} \left( \lambda_{vi} \frac{\partial T_i}{\partial y} \right) + \frac{\lambda_{vi}}{y} \frac{\partial T_i}{\partial y} \right] + \left[ \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{E_i I_{iy}}{c_i} \right) + \frac{1}{y} \frac{E_i I_{iy}}{c_i} \right] \right\}$$

$$Q = Q^T + Q_{O_2}^k + Q_{N_2}^k, \quad Q^T = 3m_e n_e k (T_e - T) \sum_{j=1}^{N_h} \frac{h\nu_{ej}}{m_j}$$

$$Q_i^k = n_e n_i \Theta_i P_{01}^i k \left\{ \frac{\exp(-\Theta_i/T_e)}{[1 - \exp(-\Theta_i/T_e)]^2} - \frac{\exp(-\Theta_i/T_i)}{[1 - \exp(-\Theta_i/T_i)]^2} \right\}, \quad i = O_2, N_2$$

$$J_{ey} = -\lambda_e \frac{\partial T_e}{\partial y} + h_e I_{ey}, \quad J_{hy} = -\lambda_a \frac{\partial T}{\partial y} - \sum_i \lambda_{vi} \frac{\partial T_i}{\partial y} + \sum_i h_i I_{iy}$$

$$I_{iy} = -D_i \frac{\partial c_i}{\partial y}, \quad \mu = \mu^1 + \mu^T, \quad \mu^1 = \sum_i \mu_i^1 / i \left( 1 + \sum_k \frac{X_k}{X_1} F_{ik} \right)^{-1}, \quad \mu_i^1 = \frac{5}{8} \frac{kT}{\Omega_{ii}^{22}}$$

$$F_{ik} = \left[ 1 + \left( \frac{\mu_i}{\mu_k} \right)^{0.5} \left( \frac{m_k}{m_i} \right)^{0.25} \right]^2 \left[ 2\sqrt{2} \left( 1 + \frac{m_i}{m_k} \right)^{0.5} \right]^{-1}, \quad \lambda_a = \lambda_a^1 + \lambda_a^T$$

$$\lambda_e = \lambda_e^1 + \lambda_e^T, \quad \lambda_{vi} = \lambda_{vi}^1 + \lambda_{vi}^T, \quad \lambda_a^1 = \lambda_a^1 + \sum_i \lambda_{ri}^1, \quad \lambda_t^1 = \sum_i \lambda_i^1 / \left( 1 + \sum_k \frac{X_k}{X_1} G_{ik} \right)^{-1}$$

$$\lambda_i^1 = \frac{75}{32} \frac{k^2 T_i}{\Omega_{ii}^{22}}, \quad G_{ik} = 1.065 \left\{ 1 + \left[ \left( \frac{\mu_i}{\mu_k} \right) \left( \frac{m_k}{m_i} \right) \right]^{0.5} \left( \frac{m_i}{m_k} \right)^{0.25} \right\}^2 \left/ \left[ 2\sqrt{2} \left( 1 + \frac{m_i}{m_k} \right)^{0.5} \right] \right.$$

$$\lambda_{ri}^1 = \rho c_i b_i D_{ii}^r C_{vi}^r, \quad \lambda_{vi}^1 = \rho c_i b_i D_{ii}^v C_{vi}^v, \quad \lambda_e^1 = 5.65 \cdot 10^{-2} n_e T_e^{0.5} \sum_{i=1}^{Nh} \frac{1}{n_i \sigma_{ei}}$$

$$b_i = \frac{1}{m} \left[ \sum_k \frac{c_k}{m_k} \frac{D_{ii}}{D_{ik}} \right]^{-1}; \quad m = \left[ \sum_i \frac{c_i}{m_i} \right]^{-1}, \quad M = \left[ \sum_i \frac{c_i}{M_i} \right]^{-1}$$

Здесь  $V_x, V_y, I_{iy}, J_{hy}, J_{ey}$  – составляющие вектора скорости, диффузионного потока  $i$ -го компонента, тепловых потоков тяжелых частиц (индекс  $h$ ) и электронов (индекс  $e$ ) по осям цилиндрической системы координат  $X, Y, \varphi$ ;  $\rho, M$  – плотность, молекулярная масса;  $P, P_h, P_e$  – давления смеси, тяжелых частиц и электронов;  $m_i, m$  – масса частицы  $i$ -го сорта и смеси;  $T, T_2, T_4, T_e$  – температуры поступательно-вращательных степеней свободы тяжелых частиц, колебательных степеней свободы молекул  $O_2, N_2$  и электронов;  $c_i, h_i, W_i, Z_i, \Theta_i, E_i$  – относительная массовая концентрация, энтальпия, массовая скорость образования, заряд, характеристическая колебательная температура, колебательная энергия  $i$ -го компонента;  $\lambda_e^m, \lambda_a^m, \lambda_t^m, \lambda_{vi}^m, \lambda_{ri}^m$  – коэффициенты теплопроводности электронов, поступательно-вращательных, поступательных степеней свободы тяжелых частиц, колебательных и вращательных степеней  $i$ -го компонента ( $m = 1$  для ламинарного и  $m = t$  для турбулентного режимов течения);  $C_{vi}^r, C_{vi}^v$  – удельные теплоемкости вращательных и колебательных степеней свободы молекул  $i$ -го сорта при постоянном объеме;  $Q^T, Q_i^k$  – энергии обмена между электронами и поступательно-вращательными степенями свободы тяжелых частиц, электронами и колебательными степенями свободы молекул  $i$ -го сорта;  $Nh, N$  – количество тяжелых и общее число компонентов;  $n_h, n_e, n$  – число тяжелых частиц, электронов и общее число частиц в единице объема;  $v_{ei}, P_{01}^i$  – частоты соударений электронов с молекулами  $i$ -го компонента, вероятность перехода с первого колебательного уровня на нулевой для  $i$ -го компонента;  $\tau_{ij}$  – характерные времена колебательной релаксации;  $E_i^*$  – средняя энергия колебаний, теряемая или приобретаемая при распаде или образовании молекул сорта  $i$ ;  $\sigma_{ei}$  – сечения столкновений электронов с частицами сорта  $i$ .

Для расчета турбулентных коэффициентов переноса используются зависимости [1, 2]

$$\mu^T = k_t \rho_0 \delta (V_{xg} - V_{x0}), \quad \delta^2 = 2 \int_0^{y_g} \left( \frac{\rho}{\rho_\infty} \right) y dy$$

$$k_t = 0.02, \quad Pr_t = Sc_t = 0.7$$

где  $V_{xg}, V_{x0}$  – скорость на границе и оси следа;  $\delta$  – приведенная ширина следа;  $Pr_t, Sc_t$  – турбулентные числа Прандтля и Шмидта. Для заряженных компонентов принималось  $Sc_e = 0.35$  из-за амбиполярного характера диффузии;  $y_g$  – граница вязкого следа.

В качестве граничных условий при решении приведенной системы дифференциальных уравнений выбираются следующие: на границе следа – условия невозмущенного потока, на оси следа – условия симметрии.

Рассматриваются два варианта задания начальных условий, т.е. условий на левой границе дальнего следа, которая выбирается в области сверхзвукового течения при  $X = X_H$ .

1. Задается некоторое модельное возмущение, представленное в виде профилей начальных данных на заданной высоте  $H$ , характеризующейся плотностью  $\rho_\infty$  и температурой  $T_\infty$ . Предполагается наличие термического равновесия в этом сечении следа. Считается, что вид этих кривых одинаков для всех высот (для относительной массовой концентрации всех компонентов  $c_i$ ; температур  $T_1/T_\infty, T_2/T_\infty, T_4/T_\infty, T_e/T_\infty$ ; скоростей  $V_x/V_\infty, V_y/V_\infty$ ; давления  $P/P_\infty$ ). Причем скорость  $V_\infty$  одинакова на всех рассматриваемых высотах. Для численных экспериментов брались профили параметров, которые оставляет за собой на расстоянии  $X_H \cong 6d$  от донного среза тонкий затупленный конус с диаметром основания  $d = 0.6$  м и углом полураствора  $10^\circ$ , летящий со скоростью  $V_\infty = 7.4 \cdot 10^3$  м/с на высоте  $H = 60$  км. Данные зависимости рассчитывались по приближенным формулам, приведенным в [1–3]. Таким образом решалась задача о распространении заданного возмущения при определенных условиях окружающей среды. Исследование такой модельной задачи дает возможность выявить особенности протекания рассматриваемых процессов на различных высотах.

2. Предполагается, что некоторое тело, характеризующееся заданным баллистическим коэффициентом  $\beta = C_x S / (M_0 g)$ , входит со скоростью  $V_B$  в атмосферу и начинает аэродинамический спуск, тормозясь в плотных слоях. Здесь  $C_x, S, M_0$  – соответственно аэродинамический коэффициент силы лобового сопротивления, характерная площадь и масса рассматриваемого тела. За границу атмосферы принимается  $H_B = 80$  км, так как именно с этой высоты начинается достаточно сильное ее влияние на параметры движения. Скорость спуска  $V_\infty$  на данной высоте  $H$  (на которой плотность атмосферы равна  $\rho_\infty$ ) рассчитывается по формуле [1]

$$V_\infty^2 = V_B^2 \exp\{\beta_1 \rho_0 H_0 [\exp(-H_B / H_0) - \exp(-H / H_0)]\}$$

$$\beta_1 = \beta g / \sin \theta_B, \quad \rho_\infty = \rho_0 \exp(-H / H_0)$$

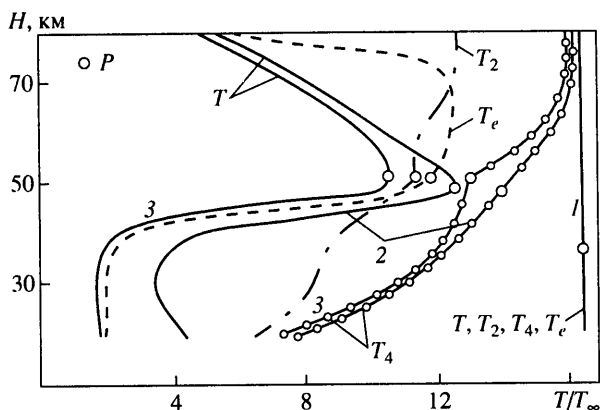
где  $\beta, \beta_1$  – баллистический и приведенный баллистический коэффициенты;  $g, \theta_B$  – ускорение силы тяжести, угол входа в атмосферу;  $\rho_0, H_0$  – константы.

Зная форму и размеры тела, скорость, с которой оно движется в воздухе с параметрами невозмущенного потока, соответствующими высоте полета, можно найти все необходимые параметры дальнего следа в сечении на расстоянии  $X = X_H$  от тела, используя, например, приближенные зависимости [1–3]. При этом для демонстрации эффектов термической неравновесности предполагалось равенство всех четырех температур в этом сечении. Для численных экспериментов брались в качестве начальных данных профили параметров следа, которые оставляет за собой острый затупленный конус с  $d = 0.6$  м и углом полураствора  $10^\circ$ , входящий в атмосферу со скоростью  $V_B = 5500$  м/с на высоте  $H_B = 80$  км. Рассматривались два варианта таких тел, отличающихся значениями  $\beta_1 = 0.001$  и  $0.01$ .

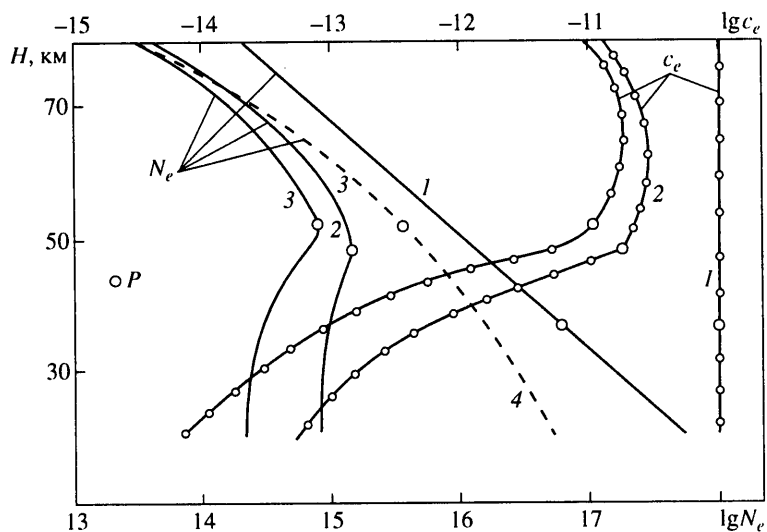
Для решения задачи использовался модифицированный метод [4]. Явная схема [4] дополнялась идеей метода расщепления по различным физико-химическим процессам с выбором шагов интегрирования вдоль продольной оси  $X$ , пропорциональных характерным временам этих процессов.

Результаты численных расчетов представлены на фиг. 1–5. Условия численных экспериментов фиг. 1, 2 соответствуют варианту 1, а фиг. 3–5 – варианту 2.

На фиг. 1 представлены профили осевых (максимальных) значений температур плазмы следа, отнесенных к температуре невозмущенного потока, по высоте спуска



Фиг. 1. Профили (по высоте спуска  $H$ ) осевых значений температур  $T, T_2, T_4, T_e$  для варианта 1 в сечениях на расстоянии  $X$  от тела: 1 -  $X = X_H$ , 2 -  $X_H + 50d$ , 3 -  $X_H + 100d$



Фиг. 2. Профили (по высоте спуска  $H$ ) осевых значений концентраций электронов  $C_e, N_e$  для варианта 1 в сечениях на расстоянии  $X$  от тела: 1 -  $X = X_H$ , 2 -  $X_H + 50d$ , 3 -  $X_H + 100d$ ; 4 -  $N_e$  для химически замороженного течения в сечении  $X = X_H + 100d$

на расстояниях  $X = 50d$  и  $100d$  от начального сечения  $X_H \cong 6d$ . Из фиг. 1 наглядно видно, сколь сильно могут различаться температуры компонентов плазмы дальнего следа. Однако степень термической неравновесности и причины, вызывающие ее, далеко не одинаковы для разных высот полета. При входе тела в атмосферу на больших высотах полет характеризуется малой плотностью невозмущенного потока  $\rho_\infty$ , низкой частотой соударений между отдельными частицами воздушной газовой смеси и, следовательно, затрудненным энергообменом между ними и особенно между электронами и тяжелыми компонентами.

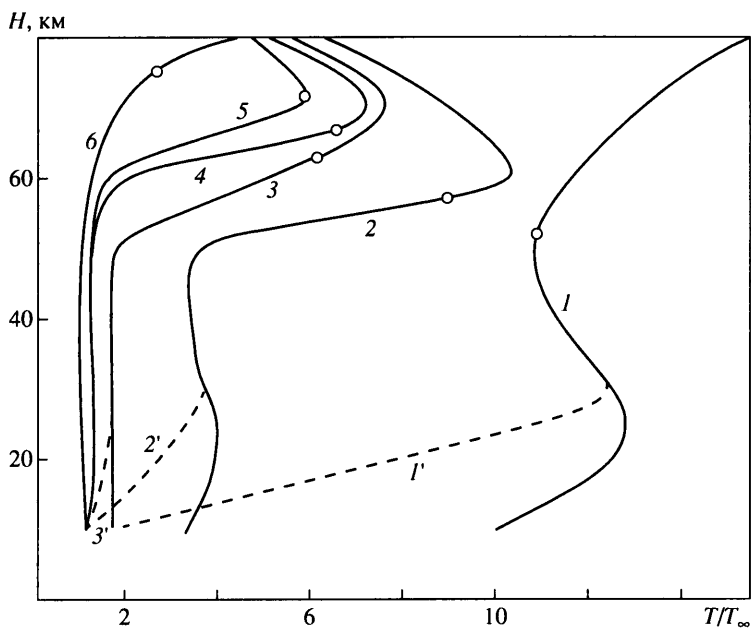
Полет на большой высоте характеризуется также малыми числами Рейнольдса  $Re_\infty$ , вычисленными по параметрам невозмущенного потока, а значит, ламинарным режимом течения и сильным влиянием вязкостных свойств среды. Температура посту-

пательно-вращательных степеней свободы  $T$  на оси следа быстро падает на больших высотах главным образом из-за сильного влияния тепловых потоков при низких значениях указанных чисел  $Re_{\infty}$ . Быстрое падение  $T$ , от которой сильно зависят времена колебательной релаксации молекул  $N_2$ ,  $O_2$ , в сочетании с малыми плотностями окружающей среды приводят к быстрому замораживанию температуры  $T_4$  и несколько более медленному –  $T_2$ . Отмеченные процессы приводят к большому различию указанных температур. Несмотря на затрудненный энергообмен между электронами и тяжелыми частицами, сильное влияние процессов молекулярного переноса приводит на высотах  $H \geq 80$  км также и к быстрому падению температуры  $T_e$ . Поэтому при  $H = 80$  км на расстоянии  $X = 100d$  значение температуры  $T_e$  близко к  $T$ . По мере снижения тела в атмосфере растет число  $Re_{\infty}$ , уменьшается скорость падения осевой  $T$ . В связи с этим замораживание температур  $T_2$ ,  $T_4$  происходит при более низких их значениях. Температура же электронов  $T_e$  из-за снижения влияния вязкостных свойств газа и сохранения малого значения энергообмена между ними и тяжелыми частицами отрывается от температуры  $T$  и на высотах  $H = 50-70$  км достаточно сильно отличается как от температуры  $T$ , так и от температур  $T_2$ ,  $T_4$ .

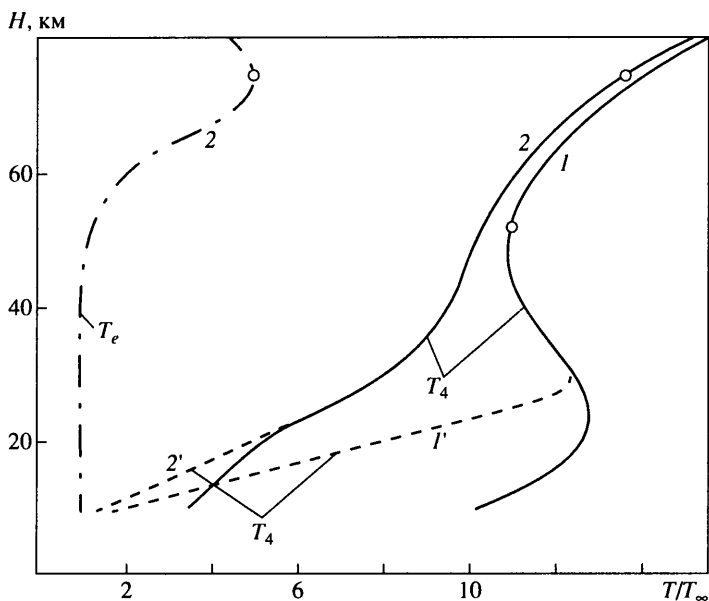
Точки перехода  $P$  на графиках отделяют высоты, при полетах на которых след на всем протяжении рассматриваемого участка в  $50d$  или  $100d$  является чисто ламинарным, от высот, на которых след является либо полностью турбулентным, либо переход осуществляется непосредственно на исследуемом участке. Турбулентность, естественно, оказывает существенное влияние на характер поведения температур в следе. Температура поступательно-вращательных степеней свободы  $T$  начинает быстро падать, что в свою очередь вызывает замораживание температур  $T_2$  и  $T_4$ . Однако из-за увеличивающейся плотности потока разница между  $T$  и  $T_2$ ,  $T_4$  меньше, чем на больших высотах. Температура электронов при таких условиях близка к  $T$ , что объясняется не только существенно возросшими потоками тепла (из-за турбулизации течения), но и ростом энергообмена между ними и тяжелыми частицами в случае больших плотностей течения  $\rho_{\infty}$ .

На фиг. 2 изображены профили относительной массовой  $c_e$  и числовой  $N_e$  концентрации электронов на оси следа. Как и в случае температур, приведенных на фиг. 1, быстрое уменьшение  $c_e$  и  $N_e$  на больших высотах объясняется главным образом сильным влиянием вязкостных свойств среды: диффузионными процессами, влияние которых увеличивается с уменьшением числа  $Re_{\infty}$ , и, в меньшей степени, конвективным разбавлением. Течение на таких больших высотах (выше 70 км) в условиях низкой плотности практически заморожено, и химическая кинетика никакого влияния на электронную концентрацию не оказывает. По мере спуска тела уменьшается роль вязкостных свойств среды – диффузионного переноса, но из-за возрастания плотности  $\rho_{\infty}$  растет влияние химических реакций на снижение электронной концентрации. Как только по мере спуска потоки диффузии вновь возрастают при появлении турбулентности на рассматриваемом участке следа, концентрация электронов быстро падает. Роль химической кинетики в уменьшении электронной концентрации в отличие от совместного вклада диффузии и конвективного разбавления легко проследить, сравнив два графика фиг. 2 при  $X = 100d$ : пунктирную кривую, соответствующую химически замороженному течению, и сплошную, определенную с учетом неравновесных химических реакций.

На фиг. 3–5 изображены профили температур  $T$ ,  $T_e$ ,  $T_4$  и концентраций  $N_e$  для варианта 2 при  $\beta_1 = 0.001$  и  $0.01$ . Эти графики имеют аналогичный характер и объясняются теми же причинами, что и в случае варианта 1, с учетом того, что скорость движущегося тела  $V_{\infty}$  уменьшается по мере аэробаллистического торможения. Кроме того, скорость входа тела в атмосферу в случае варианта 2 принималась равной  $V_B = 5500$  м/с и была меньше аналогичной скорости варианта 1. Указанные различия, а также то, что в варианте 2 турбулентность наступает несколько раньше, существенно влияют на все параметры следа. Сравнивая варианты 2а и 2б, необходимо

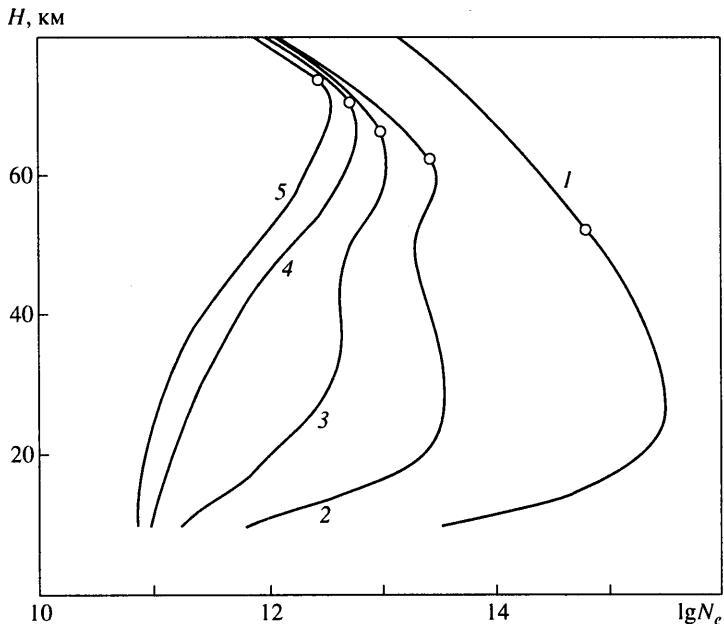


Фиг. 3. Профили (по высоте спуска  $H$ ) осевых значений температуры  $T$  в сечениях на расстоянии  $X$  от тела. Вариант 2а: 1 -  $X = X_H$ , 2 -  $X_H + 40d$ , 3 -  $X_H + 100d$ , 4 -  $X_H + 200d$ , 5 -  $X_H + 300d$ , 6 -  $X_H + 400d$ ; вариант 2б: 1' -  $X = X_H$ , 2' -  $X_H + 40d$ , 3' -  $X_H + 100d$



Фиг. 4. Профили (по высоте спуска  $H$ ) осевых значений температур  $T_e$ ,  $T_4$  в сечениях на расстоянии  $X$  от тела. Вариант 2а: 1 -  $X = X_H$ , 2 -  $X_H + 400d$ ; вариант 2б: 1' -  $X = X_H$ , 2' -  $X_H + 400d$





Фиг. 5. Профили (по высоте спуска  $H$ ) осевых значений концентраций электронов  $N_e$  для варианта  $2a$  на расстоянии  $X$  от тела: 1 -  $X = X_H$ , 2 -  $X_H + 100d$ , 3 -  $X_H + 200d$ , 4 -  $X_H + 300d$ , 5 -  $X_H + 400d$

учитывать, что тела с большими баллистическими коэффициентами быстрее тормозятся в атмосфере. Это начинает существенно сказываться на высотах  $H < 50$  км, что видно на фиг. 3–5. Как и в варианте 1, на фиг. 3–5 видны участки полета, где достаточно сильно проявляется термическая неравновесность течения.

**Заключение.** При гиперзвуковом спуске в атмосфере Земли течение в дальнем следе может быть существенно термически неравновесным в большом диапазоне высот, что наряду с химической неравновесностью необходимо учитывать в целом ряде прикладных задач.

Термическая неравновесность, сопровождающая гиперзвуковой полет, наиболее сильно проявляется на следующих участках траектории: 1) на высотах 50–70 км для температуры электронов; 2) для температуры колебательных степеней свободы молекул азота  $T_4$  – практически на всех высотах (хотя в меньшей степени это проявляется на высотах 40–60 км, т.е. на тех участках следа, где сохраняется ламинарный характер течения при наибольшей плотности окружающей среды); 3) температуры колебательных степеней свободы молекул кислорода  $T_2$  – на тех же участках спуска, что и для молекул азота, хотя само отличие  $T_2$  от  $T$  меньше, чем  $T_4$  от  $T$ , при прочих равных условиях.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Безменов А.Е., Алексашенко В.А. Радиофизические и газодинамические проблемы прохождения атмосферы. М.: Машиностроение, 1982. 192 с.
2. Исследование гиперзвуковых следов // ЦАГИ. Обзоры. 1973. № 407. 89 с.
3. Легнер, Финсон. Влияние числа Маха на переход от ламинарного течения к турбулентному в ближнем следе за тонкими конусами // Ракетная техника и космонавтика. 1977. № 3. С. 160–162.
4. Зейберг, Блейх. Расчет гиперзвукового следа методом конечных разностей // Ракетная техника и космонавтика. 1964. № 8. С. 46–55.

5. *Пилюгин Н.Н., Тихомиров В.А., Чернявский С.Ю.* Химическая кинетика в дальнем следе за телом, движущемся в воздухе с гиперзвуковой скоростью // Гиперзвуковые течения при обтекании тел в следах. М.: Изд-во МГУ, 1983. С. 5–19.
6. *Скурин Л.И.* Численное исследование параметров турбулентного дальнего следа в сжимаемой жидкости // Изв. АН СССР. МЖГ. 1974. № 1. С. 155–160.
7. *Савельев Ю.П., Степанов М.М.* Исследование течения реального газа в гиперзвуковых следах в случае малых чисел  $Re$  // Изв. АН СССР. МЖГ. 1988. № 6. С. 153–165.
8. *Савельев Ю.П., Степанов М.М.* О термодинамической неравновесности дальнего гиперзвукового следа // Журн. техн. физики. 1987. Т. 57. № 11. С. 2178–2183.
9. *Савельев Ю.П., Степанов М.М.* Влияние примесей на параметры дальнего следа // Физика горения и взрыва. 1988. Т. 24. № 5. С. 83–88.
10. Неравновесная ионизация при движении гиперзвуковых летательных аппаратов // ЦАГИ. Обзоры. 1977. № 527. 112 с.
11. *Дан, Лорди.* Измерение температуры и концентрации электронов в ударной трубе. Ч. 2. Константа скорости диссоциативной рекомбинации в воздухе // Ракетная техника и космонавтика. 1969. № 11. С. 65–72.
12. *Гордиец Б.Ф., Осипов А.И., Шелепин Л.А.* Кинематические процессы в газах и молекулярные лазеры. М.: Наука, 1980. 512 с.
13. *Кривоносова О.Э., Лосев С.А., Наливайко В.П. и др.* Рекомендуемые данные о константах скорости химических реакций между молекулами, состоящими из атомов N и O // Химия плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1987. № 14. С. 3–31.
14. *Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т.* Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1981. 375 с.
15. *Лосев С.А.* О некоторых проблемах физико-химической кинетики в газодинамике реагирующих сред // Науч. тр. Ин-та механики МГУ. 1974. № 32. С. 23–35.

Санкт-Петербург

Поступила в редакцию  
10.IV.2000