

УДК 533.6.011

РАСЧЕТНЫЙ АНАЛИЗ ИОНИЗАЦИИ СЖАТОГО СЛОЯ ПРИ ВХОДЕ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА SCHIAPARELLI В ПЛОТНЫЕ СЛОИ АТМОСФЕРЫ МАРСА

© 2020 г. С. Т. Суржиков^{a,b,*}

^a Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва, Россия

^b Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Москва, Россия

*E-mail: surg@ipmnet.ru

Поступила в редакцию 13.12.2019 г.

После доработки 17.12.2019 г.

Принята к публикации 17.12.2019 г.

Представлен расчетный анализ неравновесных аэрофизических процессов у поверхности спускаемого аппарата Schiaparelli на участке гиперзвукового полета в плотных слоях атмосферы Марса. Реализована двумерная расчетная модель, основанная на системе самосогласованных уравнений неравновесной физической и химической механики частично ионизованного многокомпонентного вязкого и теплопроводного газа. Расчетное исследование условий обтекания спускаемого аппарата Schiaparelli при его посадке на Марс показало, что в диапазоне высот 80–30 км в возмущенной спускаемым аппаратом области течения электронная концентрация достигает значений 10^9 – 10^{11} см⁻³. Указанные расчетные данные подтверждаются летными данными по блокировке радиосигналов, которые передавались спускаемым аппаратом на орбитальный модуль.

Ключевые слова: аэрофизика гиперзвукового полета, модель неравновесной физической и химической механики, частично ионизованный газ, радиоблокировка сигнала, спускаемый аппарат Schiaparelli

DOI: 10.31857/S0568528120030123

В октябре 2016 г. была выполнена первая космическая миссия марсианской научной программы Европейского космического агентства ExoMars. Орбитальный модуль (TGO) и посадочный модуль (EDM), названный “Schiaparelli”, были запущены в марте 2016 г. российской ракетой Протон.

Главной целью указанной марсианской миссии была попытка обнаружения метана и других газовых компонент, свидетельствующих о протекании биологических и геологических процессов, а также отработка ключевых технологий для будущих миссий. Важным элементом указанных технологических решений было размещение датчиков конвективных и радиационных тепловых потоков на задней поверхности посадочного модуля Schiaparelli. Подробности приборного оснащения посадочного модуля приведены в статье [1]. Отметим, что получение летных данных по конвективному и радиационному нагреву посадочного модуля представляло собой научную задачу большой практической важности, поскольку первые теоретические предсказания [2] показали не только на возможность превосходства плотностей радиационных тепловых потоков над конвективными при движении спускаемого аппарата в атмосфере Марса, но и дали оценку абсолютных величин плотностей радиационных тепловых потоков к задней поверхности, порядка 1 Вт/см².

Несмотря на то что посадочный модуль Schiaparelli разбился при посадке на поверхность Марса, часть ожидаемых летных данных по конвективному и радиационному нагреву задней поверхности была передана спускаемым космическим аппаратом на орбитальный модуль. К сожалению, значительная доля телеметрической информации была потеряна вследствие радиоблокировки передаваемых сигналов частично ионизованной оболочкой, образовавшейся вокруг спускаемого аппарата на участке гиперзвукового полета в относительно плотных слоях марсианской атмосферы. Как отмечается в [1], указанная радиоблокировка сигналов пришлась на высоты $H \sim 80$ –30 км над поверхностью Марса. Следует отметить, что наиболее интересная и важная

область данных по радиационному и конвективному нагреву спускаемых марсианских аппаратов приходится как раз на указанный диапазон высот. Тем не менее даже полученные данные, отвечающие высотам $H = 82.5, 28.2$ и 25.5 км представляют большой практический интерес и могут служить базовыми летными данными для валидации расчетно-теоретических моделей и их дальнейшего развития.

В данной работе основное внимание уделяется расчетному анализу условий в сжатом слое и в следе за спускаемым модулем, которые привели к радиоблокировке сигналов, передаваемых посадочным модулем Schiaparelli на орбитальный модуль.

В основу указанного анализа положена расчетная модель аэрофизики марсианских аппаратов, разработанная и апробированная в статьях [3–5]. Тестирование компьютерных кодов, реализующих 2-х и 3-х мерные модели, в части подтверждения достоверности аэротермодинамических характеристик обтекания моделей спускаемых аппаратов, проводилось на примере анализа экспериментальных данных наземных стендовых испытаний и с расчетными данными других авторов [3, 4] для реальных спускаемых аппаратов. Было показано также удовлетворительное согласие с летными данными спускаемого аппарата MSL [6].

Во всех перечисленных работах главное внимание уделялось расчету аэродинамических характеристик и плотностей конвективных тепловых потоков. Еще на ранней стадии исследований в статьях [3, 4] было продемонстрировано, что частичная ионизация газа не оказывает заметного влияния на определяемые аэродинамические характеристики, поэтому во многих расчетных исследованиях учет ионизации не проводился в целях экономии расчетного времени.

Изучение проблемы радиоблокировки требует иного подхода к построению расчетных моделей. Хорошо известно, что процесс ионизации описывается кинетическими моделями, приводящими к системе дифференциальных уравнений, “жесткость” которой (оценивается отношением модулей максимального и минимального чисел матрицы Якоби) значительно превосходит жесткость системы дифференциальных уравнений кинетической модели диссоциации и тем более – системы уравнений модели химической кинетики. При этом степень ионизации может быть весьма низкой.

Еще одной важной особенностью является необходимость расчета поля течения не только у лобовой поверхности аэродинамического щита, но и всего поля течения, поскольку наиболее рациональным местом расположения радиопередающих антенн может служить верхняя часть задней подветренной стороны спускаемого аппарата.

1. РАСЧЕТНАЯ МОДЕЛЬ

В данной работе реализована двухмерная расчетная модель гиперзвуковой газовой динамики, основанная на системе самосогласованных уравнений неравновесной физической и химической механики частично ионизованного многокомпонентного вязкого и теплопроводного газа. В указанную систему входят уравнения неразрывности смеси газов и Навье–Стокса, уравнения сохранения энергии поступательного движения частиц и накапливаемой в колебаниях молекул N_2 , O_2 , CO_2 и CO , уравнения неразрывности отдельных химических компонент совместно с системой уравнений химической кинетики, а также термическое уравнение состояния идеального газа

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{V}) = 0 \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \text{div}(\rho u \mathbf{V}) = -\frac{\partial p}{\partial x} + S_{\mu, x} \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial \rho v}{\partial t} + \text{div}(\rho v \mathbf{V}) = -\frac{\partial p}{\partial r} + S_{\mu, r} \quad (1.3)$$

$$\begin{aligned} \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_p \mathbf{V} \text{grad } T = \text{div}(\lambda \text{grad } T) + \frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{V} \text{grad } p + \Phi_\mu + Q_{vib} - \\ - \sum_{i=1}^{N_g} h_i \dot{w}_i + \sum_{i=1}^{N_g} \rho c_{p,i} D_i (\text{grad } Y_i \cdot \text{grad } T) \end{aligned} \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial \rho_{m(i)} e_{v, m_i}}{\partial t} + \text{div}(\rho_{m(i)} \mathbf{V} e_{v, m_i}) = \dot{e}_{v, m_i}, \quad m = 1, 2, \dots, N_v \quad (1.5)$$

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \operatorname{div} \rho_i \mathbf{V} = -\operatorname{div} \mathbf{J}_i + \dot{w}_i, \quad i = 1, 2, \dots, N_s \quad (1.6)$$

$$\left(\frac{dX_i}{dt} \right)_n = (b_{i,n} - a_{i,n}) \left[k_{f,n} \prod_j^{N_s} X_j^{a_{j,n}} - k_{r,n} \prod_j^{N_s} X_j^{b_{j,n}} \right] = (b_{i,n} - a_{i,n}) (S_{f,n} - S_{r,n}), \quad i = 1, 2, \dots, N_s \quad (1.7)$$

Здесь введены

— компоненты сил вязкого трения

$$S_{\mu,x} = -\frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x} (\mu \operatorname{div} \mathbf{V}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \mu \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial r} \right) \right] + 2 \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right)$$

$$S_{\mu,r} = -\frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial r} (\mu \operatorname{div} \mathbf{V}) + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial r} \right) \right] + 2 \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial r} \right) + 2 \mu \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v}{r} \right)$$

— диссипативная функция

$$\Phi_\mu = \mu \left[2 \left(\frac{v}{r} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{r} \right)^2 \right]$$

— массовая скорость химических превращений для i -го компонента смеси

$$\dot{w}_i = M_i W_i = \sum_{n=1}^{N_r} (b_{i,n} - a_{i,n}) (S_{f,n} - S_{r,n})$$

— скорость изменения объемной колебательной энергии и удельная энергия колебательного движения в m -й моде i -го компонента газовой смеси

$$\dot{e}_{v,m_i} = \rho_{i(m)} \frac{e_{v,m_i}^0 - e_{v,m_i} - e_{v,m_i} \dot{w}_{i(m)}}{\tau_{m_i}}$$

$$e_{v,m_i} = \frac{R_0 \theta_{m_i}}{M_{i(m)} [\exp(\theta_{m_i}/T_{v,m_i}) - 1]}$$

где t — время; x, r — ортогональные цилиндрические координаты; u, v — проекции скорости $\mathbf{V}$ на оси координат x и r ; p, ρ — давление и плотность; T — температура поступательного движения частиц; μ, λ — динамический коэффициент вязкости и коэффициент теплопроводности; c_p — удельная теплоемкость смеси при постоянном давлении; $c_p = \sum_i^{N_s} Y_i c_{p,i}$; Y_i — массовая доля i -го компонента

смеси; $c_{p,i}, h_i, \rho_i$ — удельная теплоемкость при постоянном давлении, энтальпия и плотность i -го компонента смеси; D_i — эффективный коэффициент диффузии i -го компонента смеси; $\mathbf{J}_i$ — плотность диффузионного потока i -го компонента; $\mathbf{J}_i = -\rho D_i \operatorname{grad} Y_i$; N_s — число химических компонентов смеси газов; $a_{i,n}, b_{i,n}$ — стехиометрические коэффициенты n -й химической реакции, символьная запись которой имеет вид $\sum_{j=1}^{N_s} a_{j,n} [X_j] = \sum_{j=1}^{N_s} b_{j,n} [X_j]$, $n = 1, 2, \dots, N_r$; $[X_j]$ — химические символы реагентов и продуктов химических реакций; X_i — объемно-молярная концентрация i -й компоненты; N_r — число химических реакций; $k_{f,n}, k_{r,n}$ — константы скоростей прямых и обратных реакций, задаваемые обобщенной аррениусовской зависимостью $k_{f(r),n} = A_{f(r),n} T^{n_{f(r),n}} \exp(-E_{f(r),n}/kT)$; $A_{f(r),n}, n_{f(r),n}, E_{f(r),n}$ — аппроксимирующие коэффициенты для констант скоростей прямой (f) и обратной (r) химических реакций; $S_{f,n}, S_{r,n}$ — скорости прямой и обратной реакции; Q_{vib} — объемная мощность тепловыделения, обусловленная процессами колебательной релаксации в газовой смеси, определяемая суммированием скоростей изменения объемной колебательной энергии компонент газа; N_v — число колебательных мод; $\rho_{i(m)}$ — плотность i -го компонента газовой смеси, обладающего m -й модой колебательного движения; θ_{m_i} — характеристическая колебательная температура m -ой моды; $e_{v,m_i}^0 = e_{v,m_i}(T_{v,m_i} = T)$ — равновесная удельная энергия колебательного движения в m -й колебательной моде i -го компонента; R_0 — универсальная газовая постоянная;

$T_{V,m_i} = \theta_{m_i} / \ln(1 + R_0 \theta_{m_i} / M_{i(m)} e_{V,m_i})$ — колебательная температура, соответствующая m -й колебательной моде i -го компонента. Для смеси газов CO_2 – N_2 учитываются $N_V = 6$ колебательных мод: $m = 1$ для колебательной энергии N_2 , $m = 2$ для колебательной энергии O_2 , $m = 3, 4, 5$ для колебательной энергии CO_2 (симметричная, деформационная и несимметричная колебательные моды), $m = 6$ для колебательной энергии CO . Константы равновесия K_n и термодинамические свойства индивидуальных химических компонентов определялись с использованием полиномиальной аппроксимации приведенной энергии Гиббса [7].

Использовалась кинетическая модель химических реакций, диссоциации и ионизации, включающая 18 компонент (C , N , O , e^- , C_2 , N_2 , O_2 , CN , CO , NO , CO_2 , NCO , N_2^+ , O_2^+ , NO^+ , C^+ , N^+ , O^+) и 138 элементарных химических реакций. Подробная информация о константах скорости всех учтенных кинетических процессов представлена в [8].

Коэффициенты вязкости, теплопроводности и эффективной диффузии вычислялись по аппроксимирующим соотношениям [9]

$$\mu = \frac{1}{\sum_{i=1}^{N_s} (Y_i / \mu_i)}, \quad \lambda = \frac{1}{2} \left[\sum_{i=1}^{N_s} x_i \lambda_i + \frac{1}{\sum_{i=1}^{N_s} (x_i / \lambda_i)} \right], \quad D_i = \frac{1 - x_i}{\sum_{j \neq i}^{N_s} (x_j / D_{ij})}$$

Коэффициенты вязкости, теплопроводности и бинарной диффузии рассчитывались в 1-м приближении теории Чепмена–Энскога [9]

$$\begin{aligned} \mu_i &= 2.67 \times 10^{-5} \frac{\sqrt{M_i T}}{\sigma_i^2 \Omega_i^{(2,2)*}}, \quad \text{г/см} \cdot \text{с} \\ \lambda_i &= 8330 \sqrt{\frac{T}{M_i}} \frac{1}{\sigma_i^2 \Omega_i^{(2,2)*}}, \quad \text{эрг/см} \cdot \text{К} \\ D_{i,j} &= 1.858 \times 10^{-3} \sqrt{T^3 \frac{M_i + M_j}{M_i M_j}} \frac{1}{p \sigma_{i,j}^2 \Omega_{i,j}^{(1,1)*}} \end{aligned}$$

где x_i — относительная молярная концентрация компонент; σ_i — эффективный диаметр столкновений, Å; $\Omega_i^{(2,2)*} = f(T_i)$ — интеграл столкновений; $T_i = kT/\varepsilon_i$; ε_i/k — параметр, характеризующий глубину потенциальной ямы энергии взаимодействия частиц i -го типа.

Интегралы столкновений вычислялись по аппроксимациям [10]

$$\Omega_i^{(2,2)*} = 1.157 T_i^{-0.1472}, \quad \Omega_{i,j}^{(1,1)*} = 1.074 T_{i,j}^{-0.1604}$$

Функции, определяющие столкновения двух частиц, определялись по так называемым комбинаторным формулам

$$T_{i,j} = \frac{kT}{\varepsilon_{i,j}}, \quad \varepsilon_{i,j} = \sqrt{\varepsilon_i \varepsilon_j}, \quad \sigma_{i,j} = \frac{1}{2}(\sigma_i + \sigma_j)$$

Температура вращательного движения полагалась равной поступательной температуре, а температура электронов, с использованием которой рассчитывались константы скоростей ионизации атомов электронным ударом — равной средневзвешенной температуре колебательно-го возбуждения. Поверхность полагалась абсолютно каталитической.

2. АЛГОРИТМ ЧИСЛЕННОГО ИНТЕГРИРОВАНИЯ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ

Система приведенных уравнений интегрировалась до сходимости сеточных функций проекций скорости, температуры, давления, плотности и концентраций химических компонентов с точностью 10^{-4} . Погрешность расчетов оценивалась по относительной ошибке расчета каждой функции по всему полю течения. Уравнения газовой динамики (уравнение неразрывности и два уравнения Навье–Стокса) интегрировались с применением AUSM конечно-разностной схемы второго порядка точности без использования дополнительных численных ограничителей реше-

ния и искусственной вязкости [11]. Уравнения, выражающие законы сохранения энергии, диффузии химических компонентов (уравнения сохранения массы химических компонентов), интегрировались с использованием неявной конечно-разностной схемы второго порядка точности по пространству и времени. Применение неявных конечно-разностных схем к решению двух последних групп уравнений значительно повышало эффективность вычислительной процедуры.

В большинстве случаев расчеты велись с параболическими числами Куранта–Фридрихса–Леви (CFL), значительно превосходящими единицу. Подавляющее число расчетов выполнено с гиперболическим числом $CFL = 0.5$. Причем шаг по фиктивному времени рассчитывался по минимальному пространственному шагу расчетной сетки и по максимальной скорости (с учетом скорости звука) во всей расчетной области.

Расчет поля течения выполнялся с использованием многосеточной технологии. В каждом блоке сеток последовательно использовались три типа конечно-разностных сеток: начальная, промежуточная и конечная сетки. Каждая последующая сетка рассчитывалась удвоением узлов предыдущей сетки. Изложенная методика показала высокую эффективность при решении задачи сильного радиационно-газодинамического взаимодействия [12].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Согласно статье [1] блокировка радиосигналов от спускаемого аппарата Schiaparelli наблюдалась на высотах от 80 до 30 км над поверхностью Марса. Реальные траекторные параметры в этом диапазоне высот в [1] отсутствуют. Приведены параметры только двух траекторных точек до начала зоны радиомолчания ($H = 122.6$ и 82.5 км) и девяти траекторных точек, начиная с высоты $H = 28.2$ км, после возобновления радиосвязи с орбитальным аппаратом.

С целью проведения расчетов радиационной газовой динамики в диапазоне высот радиомолчания траекторные параметры спускаемого аппарата Schiaparelli были численно восстановлены с использованием аналогии с другими известными траекториями марсианских аппаратов, а также с известными параметрами траектории на высотах 82.5 и 28.2 км. Восстановленная траектория и параметры атмосферы, которые использовались в качестве исходных данных, приведены в таблице. Траекторные параметры в зоне радиомолчания помечены жирным шрифтом.

К вопросу о приближенности предсказанных траекторных параметров следует отметить, что, с одной стороны, значительная неопределенность имеется также в используемых в разных работах параметрах атмосферы Марса, а с другой стороны – возможные локальные отклонения от реальных параметров не являются принципиальными для целей данной работы. В проведенных расчетах использовалась модель [13].

Типичные распределения газодинамических функций вблизи поверхности спускаемого аппарата приведены на рис. 1 для траекторной точки 6, в которой наблюдался наибольший скоростной напор. Вблизи наветренной поверхности аэродинамического щита образуется высокотемпературный сжатый слой, ограниченный лобовой поверхностью и фронтом отошедшей ударной волны (рис. 1а, верхняя часть рисунка), температура поступательных степеней свободы частиц в котором превосходит 8000 К. Из рис. 1а видно, что по мере отхода от критической линии тока вдоль линий растекания газа (см. рис. 1б вверху) температура в сжатом слое падает. Давление также падает вдоль лобового аэродинамического щита при отходе от критической линии тока (рис. 1б внизу), а продольная скорость возрастает до сверхзвуковых значений (рис. 1а, внизу). На рис. 1в показаны числовые концентрации молекул N_2 и CO_2 , откуда хорошо видна степень их диссоциации.

На рис. 1г приведены числовые концентрации электронов и ионов NO^+ . Сравнивая их с концентрацией молекул, отметим, что степень ионизации весьма мала, $\sim 10^{-5}$. Тем не менее числовая концентрация электронов в сжатом слое и в области отрывного течения оказывается весьма высокой для поглощения электромагнитных волн, $\sim 10^{11} - 10^9$ см $^{-3}$.

Данные на рис. 1а,б свидетельствуют о сложной структуре течения за боковой кромкой аэродинамического щита, где в области отрыва и разрежения резко падает температура (рис. 1а, вверху). Вблизи задней поверхности области сверхзвукового движения чередуются с областями дозвукового движения вследствие возникновения многовихревого нестационарного движения (рис. 1а, внизу). Давление вблизи задней поверхности падает на три порядка по сравнению с давлением в сжатом слое (рис. 1б). На рис. 1в хорошо видна область значительной диссоциации молекул N_2 и CO_2 . Примечательно, что вблизи задней поверхности концентрация электронов зна-

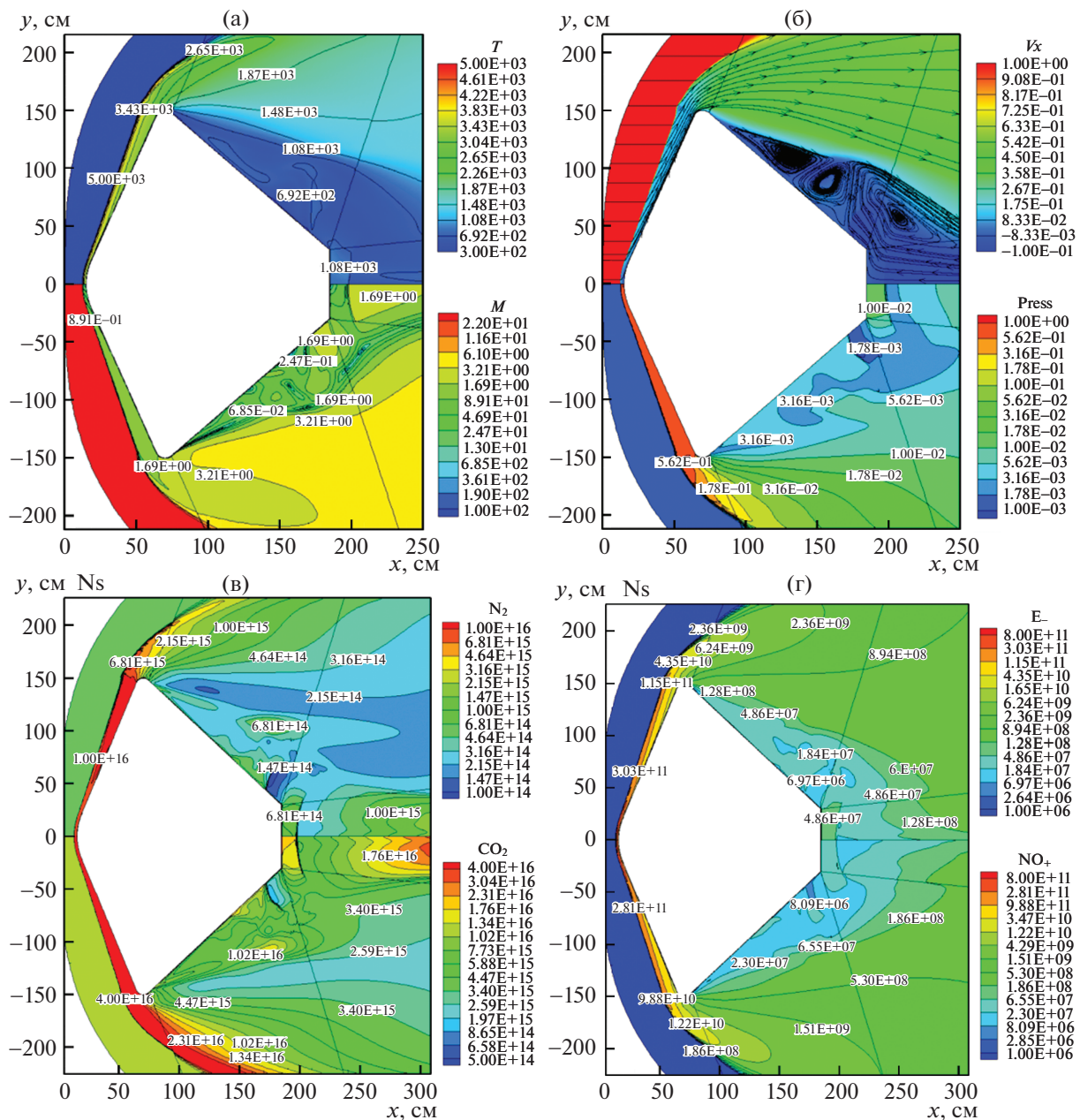


Рис. 1. Температура (в K) и числа Маха (а), продольная скорость $V_x = u/V_\infty$ и давление ($Pres = p/\rho_\infty V_\infty^2$) (б), числовые концентрации молекул N_2 и CO_2 (в см^{-3}) (в), числовые концентрации электронов и ионов NO^+ (в см^{-3}) (г) для траекторной точки № 6.

чительно падает. Однако в обширной области течения числовая концентрация остается на уровне 10^8 – 10^9 см^{-3} .

Во всех траекторных точках у лобовой поверхности спускаемого аппарата образуется высокотемпературный сжатый слой, который и является основным источником частичной ионизации набегающего газового потока. Однако в зависимости от высоты и скорости полета температурные распределения в сжатом слое неоднородны в разной степени. Рассмотрим эволюцию газодинамических параметров в сжатом слое на участке радиомолчания в трех характерных траекторных точках.

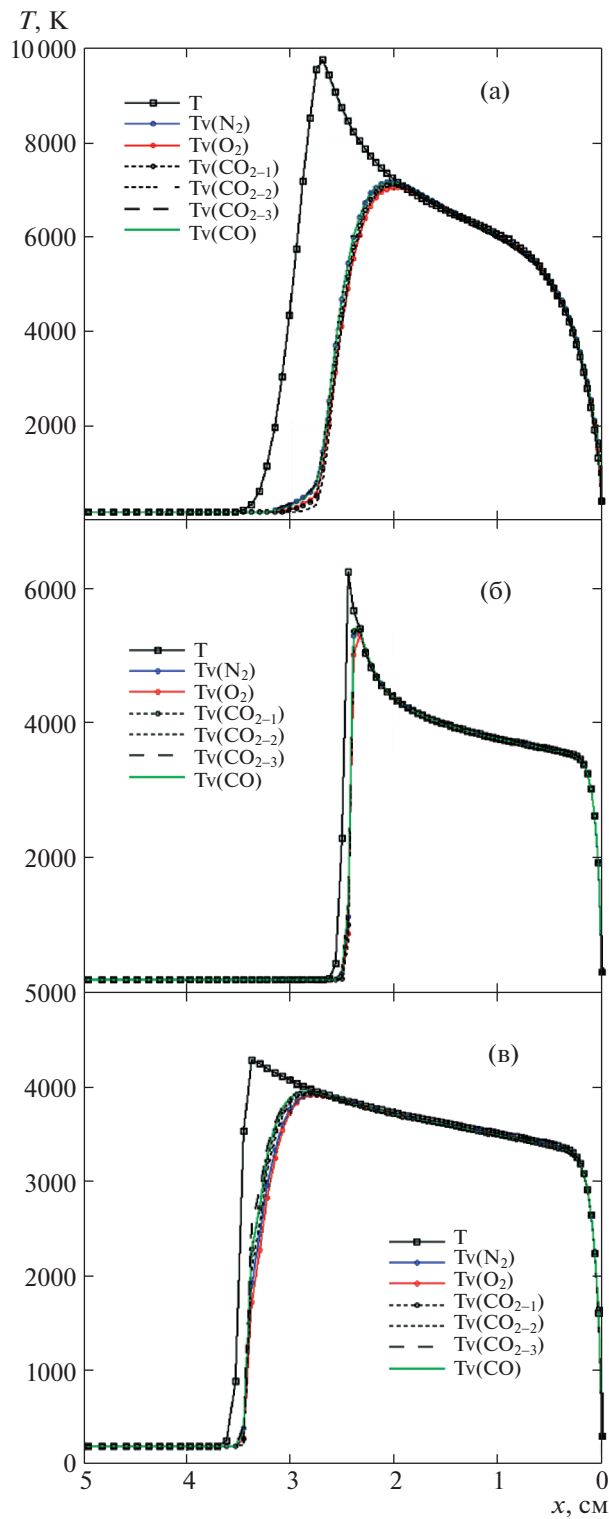


Рис. 2. Распределения поступательной и колебательных температур вдоль критической линии тока для траекторных точек № 2 (а), № 6 (б) и № 8 (в): 1 – температура поступательных степеней свободы, 2 – колебательная температура N_2 , 3 – колебательная температура O_2 , 4, 5 – колебательные температуры CO_2 (симметричная, деформационная и несимметричная колебательные моды), 6 – колебательная температура CO .

На рис. 2 и 3 показаны распределения поступательной и колебательных температур, а также относительных молярных концентраций частиц газовой смеси вдоль критической линии тока для

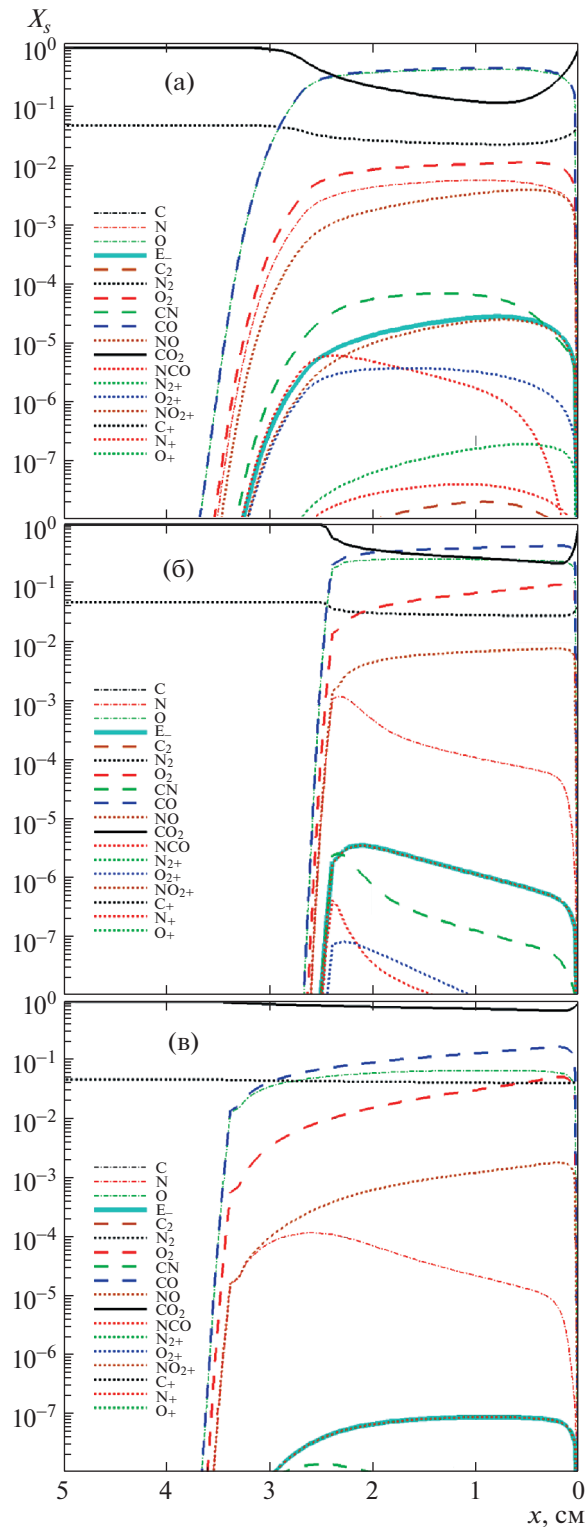


Рис. 3. Распределения относительных мольных долей компонент газовой смеси вдоль критической линии тока для траекторных точек № 2 (а), № 6 (б) и № 8 (в).

3-х траекторных точек, отвечающих началу (точка 2) и концу (8) траекторного коридора радиомолчания, а также максимальному скоростному напору (б).

Во второй траекторной точке температура поступательных степеней свободы T в окрестности критической линии тока заметно превосходит 9000 К (рис. 2а), а зона релаксации колебательных

степеней свободы, судя по распределениям температур колебательных мод, достигает порядка 1 см. Наибольшие значения $T_v \sim 7000$ К колебательных температур устанавливаются на расстоянии примерно 2 см от поверхности.

В траекторной точке с наибольшим давлением торможения температура в сжатом слое падает до 6000 К и наблюдается быстрая термализация внутренних степеней свободы за фронтом ударной волны (рис. 2б). При этом, как уже отмечалось, конфигурация сжатого слоя остается прежней.

И, наконец, в последней из трех анализируемых траекторных точек наибольшая температура в сжатом слое падает до около 4000 К (рис. 2в) и, как это часто наблюдается при относительно малых скоростных напорах, появляется заметная релаксационная зона за фронтом ударной волны. На рис. 2в хорошо видно утолщение сжатого слоя.

Как уже отмечалось, общим для всех расчетных случаев является дозвуковое движение газа за фронтом ударной волны в окрестности критической линии тока, где давление достигает давления торможения. По мере растекания газа вдоль лобовой поверхности давление заметно падает, а газовый поток разгоняется до сверхзвуковой скорости. Вторым важнейшим элементом структуры возмущенной спускаемым аппаратом области течения является отрывное течение за боковой кромкой аэродинамического щита, а также области ближнего и дальнего следов. Условия в указанных областях течения в значительной степени определяют скорость рекомбинации заряженных частиц. На рис. 4 и 5 показаны распределения газодинамических функций и концентраций компонент во всей области течения для траекторных точек 2 и 8.

На рис. 1а, 4а, 5а видно, что температура газа в значительной части течения газа за задней поверхностью спускаемого аппарата остается на уровне порядка 1500 К. При этом для менее скоростной траекторной точки эта температура достигает даже примерно 1900 К. Указанная особенность объясняет факт значительной консервативности в изменении плотности потока инфракрасного излучения к задней поверхности марсианских спускаемых аппаратов, на что неоднократно обращалось внимание в предшествующих статьях [3–5].

Изменение компонентного состава набегающего газового потока, состоящего из 97% CO_2 и 3% N_2 , проследим по распределениям мольных долей вдоль передней критической линии тока (рис. 3), а также в области отрывного течения и следа (рис. 4б, в, 5б, в).

Наибольшая степень диссоциации углекислого газа в области торможения у лобового щита наблюдается на относительно больших высотах. Молекулярный азот диссоциирует в меньшей степени.

В области ближнего следа, где наблюдается интенсивное возвратно-вихревое течение, отмечается меньшая степень диссоциации углекислого газа и молекулярного азота. Это также хорошо видно по мольным долям молекул, образующихся в химических реакциях CO , NO (рис. 4б, в, 5б, в) и атомов. Заметное влияние на указанные распределения оказывает также задание граничных условий абсолютно каталитической поверхности.

В зоне отрывного течения за боковой кромкой аэродинамического щита наблюдаются максимальная степень диссоциации на всех анализируемых высотах (рис. 4б, в, 5б, в) и соответственно наибольшие мольные доли продуктов диссоциации и химических реакций. По мере спуска в атмосфере степень диссоциации заметно снижается.

Выполненный анализ закономерностей изменения температур поступательного и колебательного движения частиц, а также мольных долей газовых компонент объясняет наблюдаемые в расчетах распределения концентраций ионизованных компонент и, в первую очередь, числовых концентраций электронов, определяющих эффект блокировки радиосигналов.

На рис. 1г, 4г, 5г показаны распределения числовых концентраций электронов во всей возмущенной области и вдоль передней критической линии тока (рис. 6). Обратим внимание, что числовая концентрация молекул N_2 и CO_2 в сжатом слое растет, несмотря на диссоциацию, которая хорошо видна на распределениях относительных мольных долей (рис. 3). Это связано с увеличением числовых концентраций в сжатом слое.

Из распределений вдоль критической линии тока хорошо видно, что по мере спуска в атмосфере числовая концентрация электронов в сжатом слое сначала возрастает, а затем падает (см. последовательно рис. 6а–в). Во второй траекторной точке ($V_\infty = 5.8$ км/с) числовая концентрация электронов достигает величины $n_e = 3 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$, в 6-й траекторной точке ($V_\infty = 4.7$ км/с) — $n_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, а в 8-й траекторной точке ($V_\infty = 3.3$ км/с) — падает до $n_e = 2.4 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Примечательно, что основной положительно заряженной компонентой многокомпонентной смеси газов

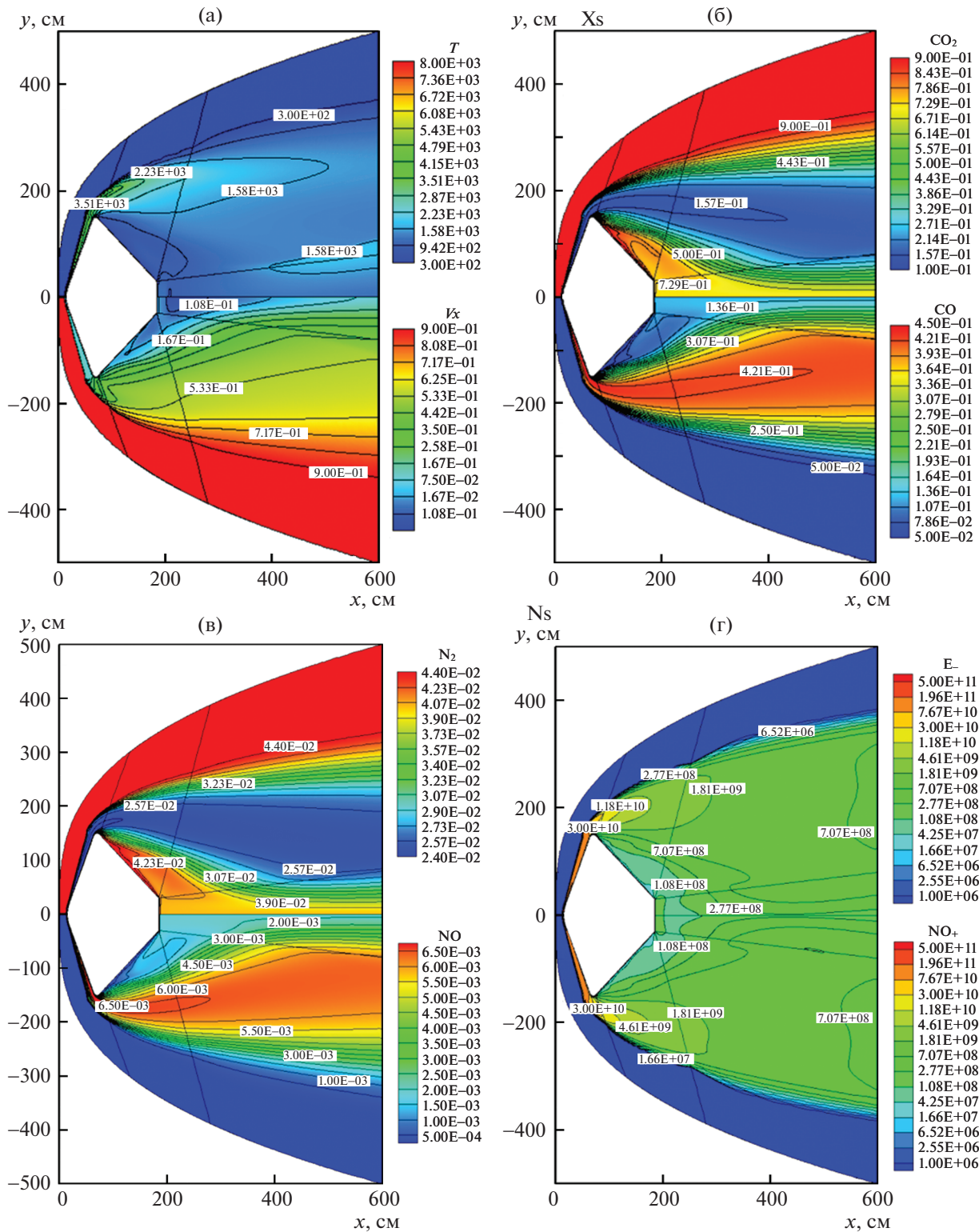


Рис. 4. Температура (в K) и числа Маха (а), числовые концентрации (в cm^{-3}) молекул CO_2 и CO (б), N_2 и NO (в), электронов и ионов NO^+ (г) для траекторной точки № 2.

во всех случаях остается NO^+ . Это говорит о том, что наиболее вероятным механизмом ионизации является ассоциативная ионизация NO (по крайней мере – в рамках используемой кинетической модели). Отсюда следует, что важнейшим элементом используемой кинетической модели являются неравновесная диссоциация молекулярных компонент и образование возбужден-

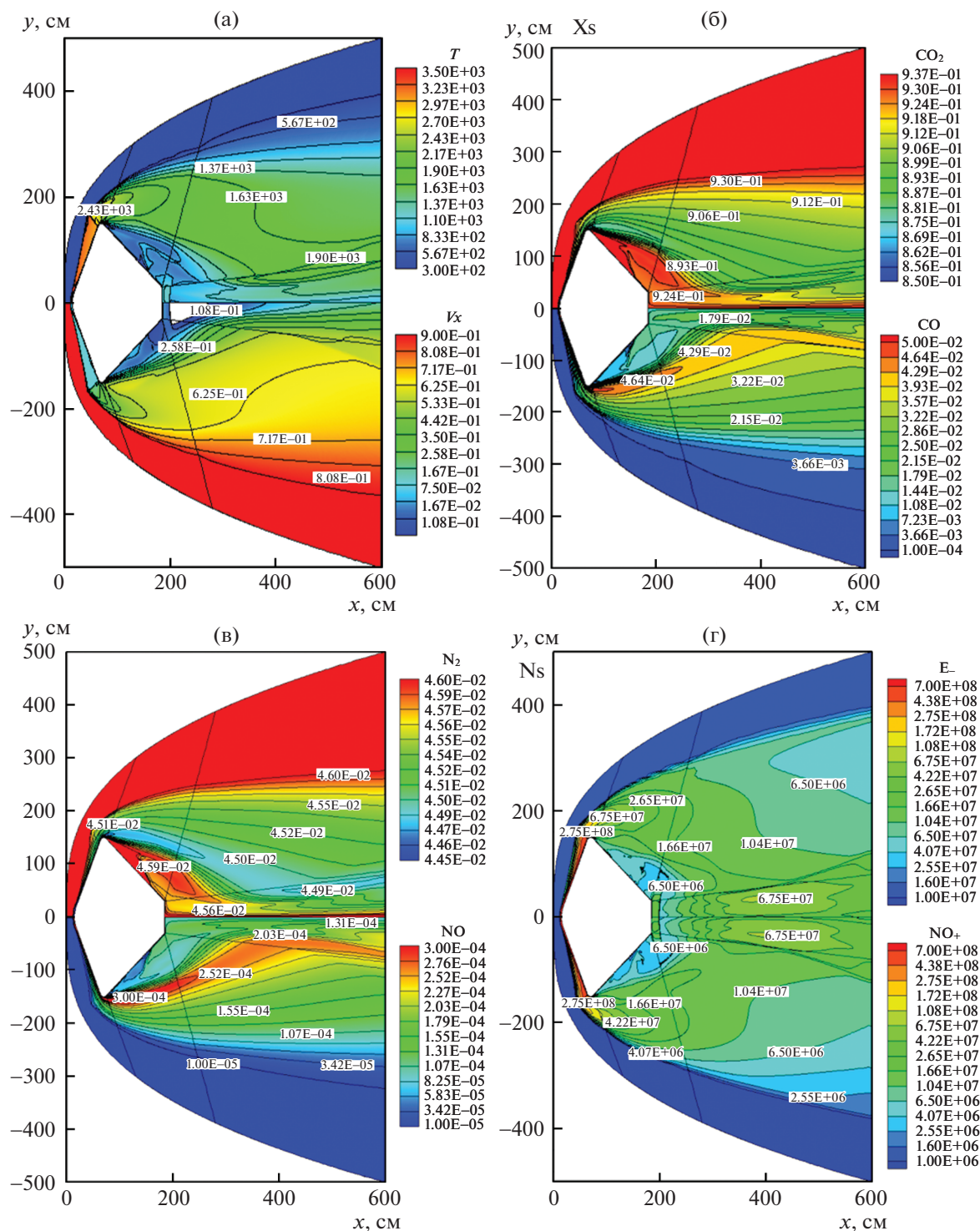


Рис. 5. Температура (в K) и числа Маха (а), числовые концентрации (в cm^{-3}) молекул CO_2 и CO (б), N_2 и NO (в), электронов и ионов NO^+ (г) для траекторной точки № 8.

ных молекул NO при столкновении атомов N и O . Мольные доли молекул NO показаны на рис. 4в и 5в. На рис. 1г, 4г, 5г приведены поля ионов NO^+ во всей области течения. Хорошо видно подобие в распределениях электронов и указанных ионов. При этом отметим, что в значительной части течения числовая концентрация электронов остается на уровне порядков 10^9 – 10^{10} cm^{-3} . Непосредственно вблизи поверхности электронная концентрация падает.

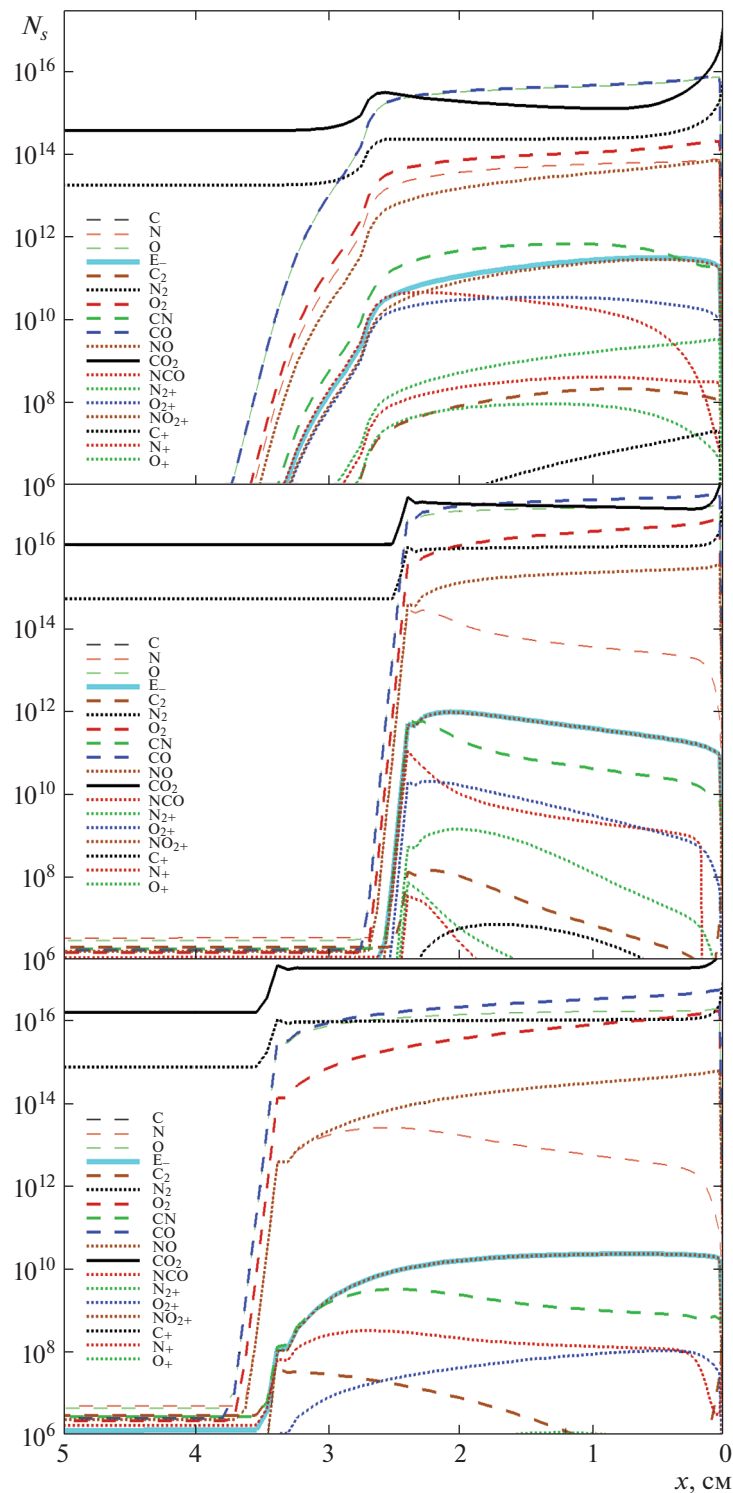


Рис. 6. Распределения числовых концентраций компонент газовой смеси вдоль критической линии тока для траекторных точек № 2 (а), № 6 (б) и № 8 (в).

В выполненных расчетах предполагалось, что в невозмущенной атмосфере отсутствуют заряженные частицы. Физические исследования и аэрономические модели верхних слоев атмосфер планет показывают наличие там ионизованных компонент. Например, в земной атмосфере на высотах 60–90 км концентрация электронов достигает 10^3 см^{-3} . Однако этого явно недостаточно для заметного влияния на результаты расчетов ионизации в сжатом слое. Заметим также, что осуществленная радиосвязь между орбитальным модулем и спускаемым аппаратом, находя-

Таблица 1

№ траекторной точки	Высота, км	V_{∞} , км/с	p_{∞} , эрг/см ³	ρ_{∞} , г/см ³	T_{∞} , К	$\rho_{\infty} V_{\infty}^2$, эрг/см ³
1	82.5	5.829	1.6	5.09×10^{-9}	165.5	1730
2	70.0	5.800	7.5	2.50×10^{-8}	166.8	8410
3	60.0	5.785	21.0	8.20×10^{-8}	169.2	27400
4	50.0	5.500	32.0	2.50×10^{-7}	178.2	75600
5	45.0	5.200	170.0	5.40×10^{-7}	180.0	146000
6	40.0	4.700	250.0	7.70×10^{-7}	183.0	170100
7	35.0	4.100	330.6	9.50×10^{-7}	187.0	159700
8	32.5	3.300	490.0	1.15×10^{-6}	189.0	125200
9	28.2	2.595	565.6	1.54×10^{-6}	191.6	103704

щимся на высотах менее 20 км, указывает на слабое поглощение сигнала вдоль направления радиопередачи.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено расчетное исследование условий обтекания спускаемого аппарата Schiaparelli при его посадке на Марс. Показано, что в диапазоне высот 80–30 км в возмущенной спускаемым аппаратом области течения электронная концентрация достигает значений 10^9 – 10^{11} см⁻³, что и обуславливает ослабление радиосигнала. На высотах менее 30 км малая степень ионизации объясняется малой скоростью движения спускаемого аппарата в относительно плотных слоях атмосферы. На высотах более 80 км велика разреженность атмосферы и при высокой скорости полета релаксационные процессы физико-химической кинетики не успевают привести к заметной ионизации.

Таким образом, обнаруженный в летном эксперименте эффект поглощения радиосигнала получил расчетное подтверждение в данной работе.

Работа выполнена по теме государственного задания (№ госрегистрации АААА-А20-120011690135-5) и при поддержке гранта РФФИ 19-01-00515.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gulhan A., Thiele T., Siebe F., Kronen B., and Schleutker T. Aerothermal measurements from the ExoMars Schiaparelli capsule entry // J. Spacecraft and Rockets. 2019. V. 56. No. 1. P. 68–81.
2. Gromov V., Surzhikov S. Convective and Radiative Heating of a Martian Space Vehicle Base Surface. Fourth Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles: co-sponsored by European Space Agency. Held October 15–18, 2001, in Capua, Italy. Edited by R. A. Harris. European Space Agency, ESA SP-487, 2002. ISBN: 92-9092-789-5. P. 265–269.
3. Surzhikov S. T. Three-dimensional computer model of nonequilibrium aerophysics of the spacecraft entering in the Martian atmosphere // Fluid Dynamics. 2011. V. 46. № 3. P. 490–503.
4. Surzhikov S. T., Omalý P. Radiative Gas Dynamics of Martian Space Vehicles // AIAA paper 2011–0452. 2011. P. 28.
5. Surzhikov S. T. Comparative Analysis of Radiative Aerothermo-dynamics of Martian Entry Probes // AIAA paper 2012-2867. 2012. P. 38.
<https://doi.org/10.2514/6.2012-2867>
6. Surzhikov S. T. Radiative Gas Dynamics of MSL at Angle of Attack. 2016. AIAA 2016-0742, 25 p.
<https://doi.org/10.2514/6.2016-0742>
7. Гурвич Л. В., Вейц И. В., Медведев В. А. и др. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. М.: Наука, 1978. 495 с.
8. Суржиков С. Т. Компьютерная аэрофизика спускаемых космических аппаратов. Двухмерные модели. М.: Физматлит, 2018. 543 с.
9. Берд Р., Стьюарт В., Лайтфут Е. Явления переноса. М.: Изд-во “Химия”, 1974. 687 с.
10. Анфимов Н. А. Ламинарный пограничный слой в многокомпонентной смеси газов // Изв. АН СССР. Механика и машиностроение. 1962. № 1. С. 25–31.
11. Edwards J. R., Liou M.-S. Low-Diffusion Flux-Splitting Methods for Flow at all Speeds // AIAA Journal. 1998. V. 36. № 9. P. 1610–1617.
12. Суржиков С. Т. Пространственная задача радиационной газовой динамики командного модуля Аполлон-4 при сверхорбитальном входе в атмосферу // Изв. РАН. МЖГ. 2018. № 2. С. 149–160.
13. <https://www.grc.nasa.gov/WWW/K-12/airplane/atmosmrm.html>