

УДК 533.6.011.8

Исследование физико-химических процессов в неравновесном гиперзвуковом течении воздушной смеси за сильной ударной волной

И. Жезали¹, Р. Хаюй¹, А. Чпоун²

¹Университет науки и технологии им. Хуари Бумедьена, Алжир

²Университет Эври, Франция

E-mail: ghezali_youcef@yahoo.fr

Изучается вопрос о влиянии выбора модели термохимической неравновесности на рассчитываемое распределение макропараметров течения за сильной ударной волной. Обсуждается влияние среднегеометрической температуры (модель Парка) и электронной энергии наряду с двумя моделями колебательно-диссоциативного взаимодействия, включающими модели Парка и Кузнецова, которые также изучаются и используются для сравнения. Для описания неравновесных химических реакций в воздушном потоке была применена модель химической кинетики Парка с 11 компонентами и 49 элементарными реакциями. Модель обмена энергией между поступательными и колебательными модами описывалась формулой Ландау–Теллера, где время релаксации компонентов было представлено формулой Милликена–Уайта, включающей высокотемпературную поправку Парка. Уравнения теоретической модели, включающей уравнения Эйлера, дополненные уравнениями сохранения колебательной энергии молекулярных компонентов, а также уравнения химической кинетики с использованием двухтемпературной модели (учитывающей поступательно-вращательную и колебательно-электрон-электронную температуры) дискретизировались посредством конечно-разностной схемы. Получено хорошее согласование структур зоны релаксации при сравнении результатов настоящей работы и данных Панеси для двух точек траектории (1634 и 1643 сек) для возвращаемой капсулы FIRE II.

Ключевые слова: гиперзвуковой, неравновесный, ударная волна, колебание, ионизация.

Введение

В критической фазе входа в атмосферу космического корабля его скорость в несколько десятков раз превышает скорость звука. Реализующееся в этих условиях течение называют гиперзвуковым. Выше по течению от модели, где течение испытывает сильные эффекты сжимаемости среды, наблюдается отделившийся скачок уплотнения. Свободный (или набегающий) поток, обладающий очень высокой кинетической энергией, характеризуется за скачком температурами, составляющими несколько десятков тысяч кельвин. Эта энергия запасается во внутренних модах молекул в виде поступательной, вращательной, колебательной и электронной (электронное возбуждение) энергий. Если энергия, накопленная молекулами, оказывается достаточно большой, то реализуются процессы химической диссоциации и ионизации.

Разные моды, в которых запасается энергия, а также процессы диссоциации и ионизации, могут находиться в неравновесном состоянии, при этом их релаксация к равновесию достигается за счет межмолекулярных столкновений. В действитель-

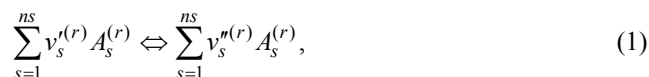
ности поступательным и вращательным модам для этого требуется очень мало столкновений. При этом считается, что вращательная и поступательная энергетические моды всех частиц могут быть описаны единой температурой T , поскольку вращательная энергия приходит в равновесие с энергией поступательного движения уже за несколько столкновений. Далее предполагается, что колебательная и электронная моды всех частиц и поступательная энергия электронов также могут быть описаны единой температурой: $T_v = T_e = T_{el}$. Такая модель называется двухтемпературной моделью с температурами T и T_v (поступательно-вращательной и колебательно-электрон-электронной температурами). Она была предложена Парком и получила широкое применение благодаря своей простоте. Температуры свободных электронов и электронных возбуждений предполагаются одинаковыми и, согласно наблюдению Парка, равными колебательной температуре азота: $T_e = T_{el} = T_{vN_2}$ [1].

При столкновении двух молекул одна из них приобретает (или теряет) колебательную энергию, которую другая отдает (или приобретает) в форме поступательно-вращательной энергии. При моделировании колебательного возбуждения предполагается, что двухатомная молекула отвечает гипотезе гармонического осциллятора с бесконечным числом энергетических уровней. Модель обмена энергией между поступательной и колебательными модами описывается формулой Ландау–Теллера, учитывающей поправку Парка, а время релаксации вычисляется по полуэмпирической формуле Милликена–Уайта. Отметим, что эти формулы основываются на экспериментальных данных, полученных при относительно низких температурах. Следовательно, при высоких температурах времена релаксации, полученные по формуле Милликена–Уайта, являются малыми по сравнению со временем, необходимым для упругих столкновений. Парк также предложил поправочный член для времен релаксации, представляющий собой предельную величину времени столкновения [1, 2].

Целью настоящей работы является получение системы уравнений, которая позволила бы оценивать влияние неравновесности, колебательной релаксации и химической кинетики на макроскопические характеристики течения за сильной ударной волной. Модель, описывающая структуру зоны релаксации, включает уравнения Эйлера для сжимаемой среды, уравнения неразрывности химических компонентов смеси, а также уравнения сохранения колебательных энергий молекул. Следует отметить, что только молекулы O_2 , N_2 и NO рассматриваются как неравновесные с точки зрения колебательных степеней свободы, а течение моделируется в предположении справедливости гипотезы сплошной среды.

Определяющие уравнения

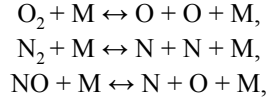
В случае сложной смеси, как и в случае высокотемпературного воздуха, одновременно протекает большое количество химических реакций. Эти реакции классифицируются как реакции диссоциации и рекомбинации, реакции обмена с участием нейтральных частиц, реакции перезарядки и реакции ассоциативной ионизации и ионизации электронным ударом. В общем случае химическая реакция записывается в следующем виде:



здесь $\nu_s^{r(r)}$ и $\nu_s^{n(r)}$ — соответственно стехиометрические коэффициенты реагентов и продуктов реакций $A_s^{(r)}$ при нормальных температурных условиях. Воздух состоит из 79 % азота и 21 % двухатомного кислорода. Однако при увеличении температуры двухатомные

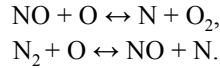
частицы O_2 и N_2 вступают в реакции. Воздух в этом случае представляет собой реагирующую смесь из 11 сортов частиц. В настоящей работе используется кинетическая модель Парка для воздуха [2]. Эта модель включает в себя 11 видов частиц, а именно: O_2 , N_2 , N , O , NO , O_2^+ , N_2^+ , NO^+ , O^+ , N^+ и e^- , а также 49 элементарных реакций. Химические реакции воздуха, рассматриваемые в настоящей работе, могут быть классифицированы следующим образом [2].

Реакции диссоциации:

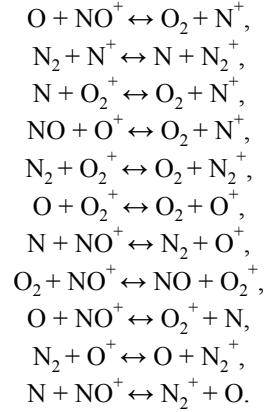


здесь M — любая частица, которая действует как партнер по столкновению.

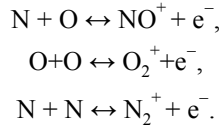
Реакции обмена, включая реакции Зельдовича:



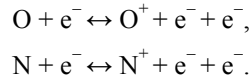
Реакции перезарядки:



Реакции ассоциативной ионизации:



Реакции ионизации электронным ударом:



Источниковый член, описывающий изменение частиц сорта s , задается формулой

$$\dot{\omega} = M_s \sum_{(r)} (v_s^{m(r)} - v_s^{r(r)}) \left[k_f^{(r)} \prod_{(r)} \left(\frac{\rho_r}{M_r} \right)^{v_s^{(r)}} - k_b^{(r)} \prod_{(r)} \left(\frac{\rho_r}{M_r} \right)^{v_s^{r(r)}} \right]. \quad (2)$$

Скорости прямой и обратной реакций представляются константами $k_f^{(r)}$ и $k_b^{(r)}$ соответственно. Предполагается, что константа скорости прямой реакции k_f подчиняется закону Аррениуса и определяется выражением

$$k_f = A_f T_a^{b_f} e^{-\theta_{d,f}/T_a}, \quad (3)$$

где A_f — предэкспоненциальный фактор, b_f — показатель степени при температуре, а $\theta_{d,f}$ — характерная температура диссоциации, которая может быть вычислена из энергии активации, значения коэффициентов A_f , b_f и $\theta_{d,f}$ приведены в табл. А1 Приложения. В работе [2] введено понятие температуры T_a , определяющей геометрически среднюю скорость реакций диссоциации, которая определяется выражением

$$T_a = T^q T_{v,m}^{1-q} \quad (4)$$

с $q = 0,5$ в оригинальной формулировке Парка. В работе [3] авторы указали, что величина q , варьирующаяся от 0,6 до 0,7, является, по-видимому, более реалистичной для высокоэнтальпийного течения. В настоящей работе для q была принята величина 0,7 [2]. Скорость обратной реакции k_b вычисляется из скорости прямой реакции и коэффициента равновесной скорости реакции k_{eq} , который был получен в [2] посредством полиномиальной подгонки соответствующей кривой [2]:

$$k_b = k_f / k_{eq}, \quad (5)$$

$$k_{eq} = \exp(A_1 Z^{-1} + A_2 + A_3 \ln Z + A_4 Z + A_5 Z^2), \quad (6)$$

здесь

$$Z = 10000/T. \quad (7)$$

Величины коэффициентов $A_1 - A_5$ [4] приведены в табл. А2 Приложения.

Уравнения Эйлера для неравновесного состояния смеси содержат, наряду с уравнениями сохранения массы, импульса и энергии, уравнения сохранения массы химических компонентов и колебательной энергии молекул. Уравнения, выражающие законы сохранения потоков, имеют вид:

$$\frac{d(\rho u)}{dx} = 0, \quad (8)$$

$$\frac{d(\rho u^2 + p)}{dx} = 0, \quad (9)$$

$$\frac{d(p + \rho e)u}{dx} = 0. \quad (10)$$

Уравнение релаксации для химических частиц записывается как

$$\frac{d(\rho_s u)}{dx} = \omega_{c,s}. \quad (11)$$

Уравнение сохранения колебательной энергии имеет вид

$$\frac{d(\rho_s e_{v,s} u)}{dx} = \omega_{vT} + \omega_{vV} + \omega_{cV}, \quad (12)$$

где источниковые члены ω_{vT} , ω_{vV} и ω_{cV} учитывают обмен энергий между поступательной и колебательными модами, колебательными модами и изменением колебательной энергии за счет протекания химических реакций (колебательно-химический обмен) соответственно.

Давление вычисляется в предположении, что каждый сорт частиц подчиняется соотношениям для идеального газа и закону Дальтона парциальных давлений:

$$p = \sum_{s \neq e}^{11} p_s + p_e = \sum_{s \neq e}^{11} \rho_s \frac{R}{M_s} T + \rho_e \frac{R}{M_e} T_e. \quad (13)$$

Величина e — полная энергия на единицу массы — включает поступательно-вращательную и колебательную энергии, энтальпии образования частиц, электронную энергию частиц, энергию электронов и кинетическую энергию [5]:

$$e = \sum_{s \neq e}^{10} c_{\text{vtr},s} T + \sum_{m=1}^6 Y_s e_{v,m} + \sum_{s=1}^{11} Y_s h_{f,s}^0 + \sum_{s=1}^{11} Y_s e_{\text{el},s} + \frac{1}{2} \sum_{s \neq e}^{10} Y_s u_s^2 + E_e, \quad (14)$$

где $c_{\text{vtr},s}$ — удельная теплоемкость поступательно-вращательной моды частиц сорта s , которая имеет вид

$$c_{\text{vtr},s} = c_{\text{vtranslation},s} + c_{\text{vrotation},m}, \quad (15)$$

а удельные поступательные и вращательные теплоемкости при постоянном объеме предполагаются постоянными и выражаются как

$$c_{\text{vtranslation},s} = \frac{3}{2} \cdot \frac{R}{M_s}, \quad (16)$$

$$c_{\text{vrotation},m} = R/M_m, \quad (17)$$

здесь M_s и M_m — молекулярные веса частиц и молекул соответственно.

Колебательная энергия частиц на единицу массы $e_{v,m}$ моделируется с использованием гармонического осциллятора как

$$e_{v,m} = \frac{R}{M_m} \cdot \frac{\theta_{v,m}}{\exp(\theta_{v,m}/T_{v,m}) - 1}, \quad (18)$$

где $T_{v,m}$ — колебательная температура для каждого сорта молекул, R — универсальная газовая постоянная, а $\theta_{v,m}$ — характеристическая температура для колебаний молекул m . Колебательная мода возбуждается при характеристической колебательной температуре $\theta_{v,m}$, типичное значение которой для основного электронного состояния азота N_2 составляет $\theta_{v,N_2} = 3392,7$ К, а для кислорода O_2 — $\theta_{v,O_2} = 2240$ К. Считается, что двухатомные частицы O_2 , N_2 и NO не находятся в равновесии с точки зрения колебательных степеней свободы, однако предполагается, что колебательная энергия молекулярных ионов O_2^+ , N_2^+ и NO^+ определяется колебательными температурами T_{v,O_2^+} , T_{v,N_2^+} и T_{v,NO^+} соответственно. Характеристические температуры колебаний $\theta_{v,m}$ для двухатомных молекул и энтальпии образования всех частиц $h_{f,s}^0$ приведены в табл. 1.

Полагается, что для электронной энергии частиц справедливо больцмановское распределение при температуре возбуждения T_{el} , где, в соответствии с двухтемпературной моделью [1], $T_e = T_{\text{el}} = T_{v,N_2}$, а величина e_{el} [5] задается выражением

$$e_{\text{el}}(T_{\text{el}}) = \frac{R}{M_s} \cdot \frac{\sum_i g_{i,s} \theta_{ei,s} e^{-\theta_{ei,s}/T_{\text{el}}}}{\sum_i g_{i,s} e^{-\theta_{ei,s}/T_{\text{el}}}}, \quad (19)$$

Таблица 1
Энтальпии образования частиц S
и характеристические температуры их колебаний [6]

Частицы	$h_{f,s}^0$, Дж/кг	$\theta_{v,m}$, К
O_2	0,0	2270,0
N_2	0,0	3392,0
NO	2991594,1	2743,0
O_2^+	36405576,6	2745,0
N_2^+	53702218,9	3180,0
NO^+	32834800,0	3425,0
O	15405691,9	—
N	33590858,0	—
O^+	97569090,0	—
N^+	133828527,9	—
e^-	0,0	—

в котором величины $\theta_{ei,s}$ и g представляют собой соответственно характеристическую электронную температуру и фактор вырождения данного i -го электронного состояния частиц сорта s . Температуры $\theta_{ei,s}$ и факторы вырождения приведены в табл. А3 Приложения [6, 7].

Энергия электронов на единицу массы E_e [5] определяется выражением

$$E_e = Y_e c_{v,e} T_e + \frac{1}{2} Y_e u_e^2, \quad (20)$$

в котором удельная теплоемкость электронов при постоянном объеме выражается как

$$c_{ve} = \frac{3}{2} \cdot \frac{R}{M_e}. \quad (21)$$

Модель для вычисления обмена энергией между поступательными и колебательными модами имеет форму Ландау–Теллера [2]:

$$\frac{de_{v,m}}{dt} = \frac{e_{v,m}(T) - e_{v,m}}{\tau_m}, \quad (22)$$

где $e_{v,m}(T)$ — равновесная энергия колебаний при поступательно-вращательной температуре, имеющая вид:

$$e_{v,m}(T) = \frac{R}{M_m} \cdot \frac{\theta_{v,m}}{\exp(\theta_{v,m}/T) - 1}, \quad (23)$$

а τ_m — время колебательной релаксации, определенное как [2]

$$\tau_m = \tau_{MW,m} + \tau_{p,m}. \quad (24)$$

Время колебательной релаксации молекул сорта m , составляющее $\tau_{MW,m}$, вычисляется из средномолярной корреляции, предложенной Милликеном и Уайтом [2]:

$$\frac{1}{\tau_{MW,m}} = \sum \frac{x_s}{\tau_{MWm,s}}, \quad (25)$$

здесь x_s — молярная доля частиц сорта s , $\tau_{MWm,s}$ — время колебательной релаксации частиц сорта m из-за столкновений с частицами s . Милликен и Уайт предложили полуэмпирические соотношения, связывающие наблюдаемые колебательные времена релаксации в интервале температур от 300 до 8000 К с соответствующими молекулярными постоянными. Из этих соотношений можно оценить время колебательной релаксации частиц сорта m ($\tau_{MWm,s}$) за счет неупругих столкновений. Время колебательной релаксации выражается следующим образом [2]:

$$\tau_{MWm,s} = \frac{1}{p} \exp \left[A_{m,s} \left(T^{1/3} - 0,015 \mu_{m,s}^{1/4} \right) - 18,42 \right], \quad (26)$$

где давление p измеряется в атмосферах,

$$A_{m,s} = 1,16 \cdot 10^{-3} \mu_{m,s} \theta_{v,m}^{3/3} \quad (27)$$

а $\mu_{m,s}$ — приведенный молекулярный вес в г/моль, рассчитываемый как

$$\mu_{m,s} = M_m M_s / (M_m + M_s). \quad (28)$$

В работе [1] было предложено добавить ко времени релаксации, присутствующему в формуле Ландау–Теллера, еще один параметр времени, который бы учитывал конечности размера сечения столкновений. Для температур выше 8000 К использовалась высокотемпературная коррекция Парка [1]:

$$\tau_{p,m} = \frac{1}{N_m c_m \sigma_m}, \quad (29)$$

$$c_m = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M_m}}, \quad (30)$$

где c_m — средняя скорость молекулы или тепловая скорость частицы сорта s , N_m — числовая плотность сталкивающихся частиц. Предельная величина сечения столкновения σ_m определяется следующей эмпирической формулой [1]:

$$\sigma_m = 10^{-21} \left(\frac{50000}{T} \right)^2. \quad (31)$$

В работе [1] была также предложена эмпирическая функция, определяющая связь между скоростью Ландау–Теллера и диффузионной скоростью в виде

$$\frac{de_{v,m}}{dt} = \frac{e_{v,m}(T) - e_{v,m}}{\tau_m} \left(\frac{T_{ch} - T_{v,m}}{T_{ch} - T_{v,m, ch}} \right)^{S-1}, \quad (32)$$

$$S = 3,5 \exp\left(-\frac{\theta_{v,m}}{T_{ch}}\right), \quad (33)$$

здесь T_{ch} и $T_{v,m, ch}$ — поступательно-вращательная и колебательная температуры частиц, найденные сразу за ударной волной.

Для колебательно-колебательного обмена используется выражение, предложенное Кандлером [8]:

$$\omega_{vV,m} = \sum_{r \neq m}^{\text{molecules}} \sqrt{\frac{8RT}{\pi \mu_{m,r}}} \sigma_{m,r} N_a P_{m,r} \left(\frac{\rho_m}{M_m} E_{v,r} - \frac{\rho_r}{M_r} E_{v,m} \right), \quad (34)$$

где E_v — энергия колебаний в единичном объеме. Энергия $E_{v,m}$ определяется как

$$E_{v,m} = \rho_m e_{v,m}, \quad (35)$$

$\mu_{m,r}$ — приведенная молярная масса, а N_a — число Авогадро. Вероятность переноса энергии $P_{m,r}$ и сечение столкновений $\sigma_{m,r}$ задаются следующими выражениями [9]:

$$p_{N_2-NO} = 5,5 \cdot 10^{-5} \left(\frac{T}{1000} \right)^{2,32}, \quad (36)$$

$$p_{N_2-O_2} = 3,0 \cdot 10^{-5} \left(\frac{T}{1000} \right)^{2,32}, \quad (37)$$

$$p_{O_2-NO} = 5,5 \cdot 10^{-5} \left(\frac{T}{1000} \right)^{2,32}, \quad (38)$$

$$\sigma_{m,r} = 10^{-19} p_{m,r}. \quad (39)$$

Для колебательно-химического обмена используется формула Кандлера–Мак-Кормака [10], которая описывает потери колебательной энергии на диссоциацию. Для источникового члена принято выражение

$$\omega_{CV} = e_v \omega_{c,s}. \quad (40)$$

Приведем сравнение моделей Парка и Кузнецова для описания влияния колебательно-диссоциативного взаимодействия [17] на зону релаксации за ударной волной. Популярность этих двух моделей объясняется их простотой. Фактор неравновесности для каждой из моделей определяется как [18]

$$v(T, T_v) = \frac{k_f(T, T_v)}{k_f(T)}, \quad (41)$$

где величина $k_f(T)$ — скорость прямой химической реакции, вычисленная при поступательно-вращательной температуре, — записывается как

$$k_f(T) = A_f T^{b_f} e^{-\theta_{d,f}/T}. \quad (42)$$

Модели Парка [4] и Кузнецова [11] соответственно имеют вид:

$$v(T, T_v) = (T^{q-1} T_v^{1-q})^n \frac{\exp(-\theta_d / T^q T_v^{1-q})}{\exp(-\theta_d / T)} \quad (43)$$

и

$$v(T, T_v) = \frac{1 - \exp(-\theta_v / T_v)}{1 - \exp(-\theta_v / T)} \exp(0,7\theta_d (1/T - 1/T_v)). \quad (44)$$

Для решения систем уравнений была написана программа на языке Фортран, реализующая конечно-разностный метод для достижения величины критерия сходимости 10^{-6} . В качестве начальных условий использовались условия Рэнкина–Гюгонио на скачке в предположении, что химические реакции, а также колебательные и электронные моды являются замороженными при переходе через скачок. Массовая доля частиц и колебательно-электрон-электронная температура остаются при переходе через скачок постоянными. После того как в скачке начинаются процессы активации колебательной энергии и диссоциации молекул, течение становится химически и колебательно неравновесным. Течение за скачком не встречает препятствий и является свободным [19], поэтому граничные условия ниже по потоку не рассматриваются. Вычисления останавливаются по достижении химического и колебательного равновесия.

Результаты

С использованием разработанной авторами программы в настоящей работе получены данные моделирования для двух точек траектории спуска возвращаемого аппарата FIRE II. Условия течения приведены в табл. 2. Параметры состояния в области ниже по течению вычислялись по соотношениям Рэнкина–Гюгонио на скачке.

Таблица 2
Тестовые условия полета аппарата FIRE II [12]

Точка траектории	$t = 1634$ с	$t = 1643$ с
H , км	76,42	53,04
Давление P_1 , Па	2	21,3
Температура T_1 , К	195	276
Скорость U_1 , м/с	11360	10480
Число Маха	40,5	31,4

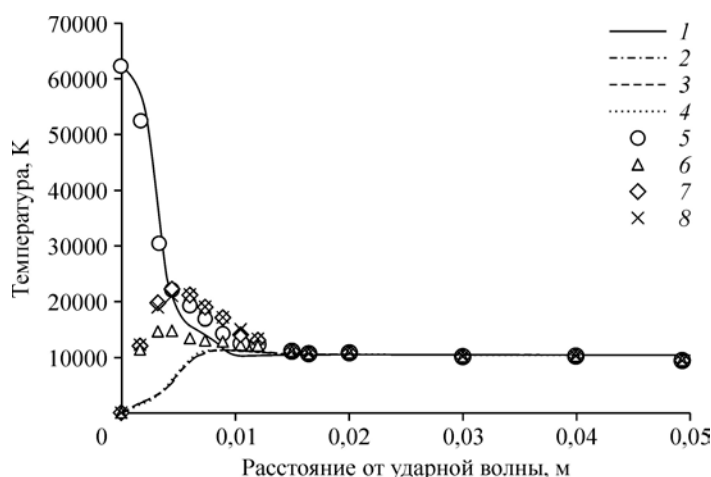


Рис. 1. Данные эволюции трансляционных и колебательных температур, полученных в настоящей работе (1–4) в сопоставлении с данными работ [12, 13] (5–8).
1, 5 — T , 2, 6 — T_{v,N_2} , 3, 7 — $T_{v,NO}$, 4, 8 — T_{v,O_2} .

На рис. 1 показано распределение поступательно-вращательной и колебательной температур в области за ударной волной. Непосредственно после скачка наблюдается экспоненциальное уменьшение поступательной температуры до достижения равновесного состояния. Температура падает от 62700 до почти 10600 К в релаксационной зоне длиной 1 см. Эти данные хорошо согласуются с результатами работ [12, 13]. Такое уменьшение является в основном результатом поглощения кинетической энергии молекул за счет молекулярных колебаний, а также химических реакций диссоциации и ионизации, являющихся эндотермическими реакциями. Распределение поступательно-вращательной температуры в области за ударной волной также хорошо согласуется с данными указанных работ за исключением колебательной температуры для каждой из молекул, для вычисления которой в [12, 13] использовалась CR (столкновительно-излучательная, collisional-radiative) модель. В этой модели принимаются во внимание все задействованные столкновительные и излучательные механизмы, соответствующие процессам, протекающим с участием внутренних энергетических уровней разных частиц. Предполагается, что энергетическая заселенность различных мод соответствует больцмановскому распределению. Также используются различные предельные значения сечения столкновения. В настоящем случае, однако, применяется одна и та же величина сечения для всех молекул в соответствии с уравнением (31), предложенным Парком. Наконец, наблюдающееся небольшое различие в распределении поступательно-вращательной температуры связано с тем, что излучение, которое оказывает влияние на внутреннюю энергию, не принималось во внимание.

На рис. 2 показана эволюция мольной доли частиц каждого сорта от скачка до точки равновесного состояния. Вначале наблюдается уменьшение долей кислорода O_2 и азота N_2 от начальных значений 21 % и 79 % до равновесных величин $2,3 \cdot 10^{-2}$ % и $5,8 \cdot 10^{-4}$ % соответственно. Поэтому имеет место образование атомарного кислорода O и азота N в количестве 14,4 % и 26 % соответственно. Доля NO достигает максимального значения на расстоянии 2 мм, затем она постепенно уменьшается. Максимальная массовая доля NO составляет только 0,034 %. Ионизация характеризуется мольными долями электронов e^- , которая равна 29,8 %. Также получены значения: $NO^+ = 2,08$ %, $N^+ = 4,95$ %,

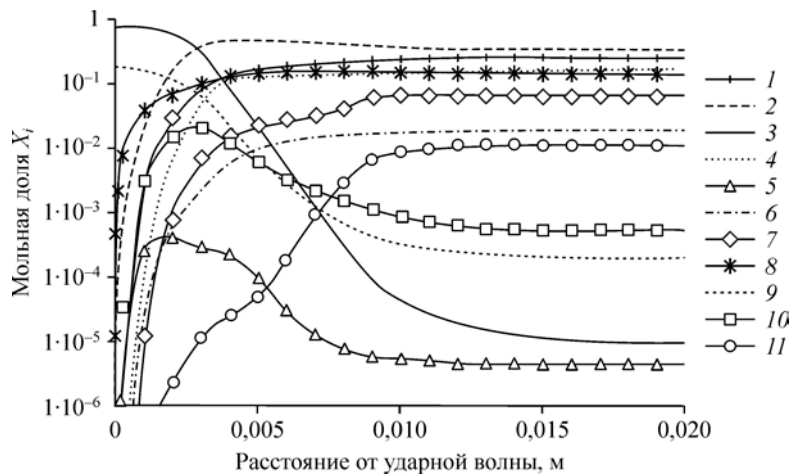


Рис. 2. Распределение мольных долей частиц за ударной волной для точки траектории 1634 с.

1 — Xe^- , 2 — XN , 3 — XN_2 , 4 — XN_2^+ , 5 — XNO , 6 — XNO^+ ,
7 — XN^+ , 8 — XO , 9 — XO_2 , 10 — XO_2^+ , 11 — XO^+ .

$N_2^+ = 21,6\%$, $O^+ = 1,05\%$ и $O_2^+ = 0,07\%$. Можно заметить, что химические реакции стремятся к равновесию, поскольку температура стремится к постоянной величине, а массовая скорость образования частиц стремится к нулю.

На рис. 3 показаны распределения поступательно-вращательной и колебательной температур в области за ударной волной для точки траектории 1643 с. При переходе через ударную волну поступательно-вращательная температура T вначале резко возрастает от 276 до 53518 К для скорости, равной 10480 м/с, и затем постепенно уменьшается до достижения равновесия при температуре 9800 К. Это уменьшение является результатом протекания эндотермических реакций. С другой стороны, колебательные температуры T_{v,O_2} , T_{v,N_2} , $T_{v,NO}$ увеличиваются с нарастающей скоростью до тех пор, пока

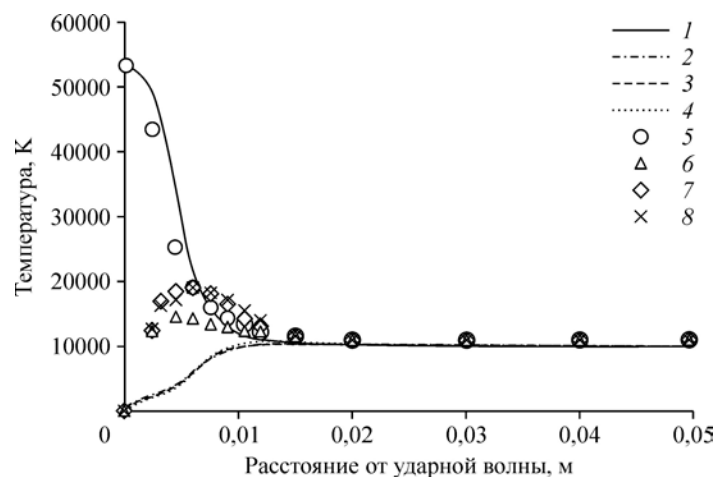


Рис. 3. Распределения поступательной и колебательной температур за ударной волной, полученные в настоящей работе (1–4), в сравнении с данными работ [12, 13] (5–8) для точки траектории 1643 с.

Обозначения см. на рис. 1.

не будет достигнуто равновесие с поступательно-вращательной температурой. Наблюдается уменьшение длины зоны релаксации до значения 1 мм в случае $t = 1643$ с по сравнению со значением 10 мм для случая $t = 1634$ с. Это уменьшение происходит благодаря разнице давлений и температур на разных высотах, с учетом того, что возрастание давления приводит к росту числа столкновений, благоприятствующих процессам диссоциации и ионизации; в результате быстро достигается равновесное состояние, что приводит к уменьшению длины зоны релаксации.

На рис. 4 представлены распределения поступательно-вращательной температуры как функции расстояния в релаксационной зоне, для двух моделей колебательно-диссоциативного взаимодействия — моделей Парка и Кузнецова. В случае, когда реакции диссоциации описываются моделью Кузнецова, которая дает более тонкую релаксационную зону в сравнении с моделью Парка, на протяжении 5 мм от ударной волны наблюдается резкое падение поступательно-вращательной температуры. Этот результат объясняется тем обстоятельством, что фактор неравновесности Кузнецова имеет большое значение, и поэтому скорости реакций диссоциации значительно возрастают. Релаксационная зона придвигается ближе к скачку, чего не происходит в модели Парка, где высокая температура не оказывает влияния на фактор неравновесности непосредственно за ударной волной. Таким образом, реакции протекают медленнее по сравнению со случаем, когда их скорость определяется фактором неравновесности Кузнецова. Следует заметить, что эта модель применялась в работах [14, 15] для температур ниже 8000 К, тогда как в рассматриваемом случае температура за ударной волной превышает 60000 К, что и объясняет внезапное уменьшение температуры, полученное в настоящем исследовании. Также авторами установлено, что модель колебательно-диссоциативного взаимодействия Парка дает температурный профиль, схожий с профилем Панеси.

На рис. 5 показаны распределения поступательно-вращательной температуры в отсутствии и при наличии электронной энергии возбуждения с 14, 6, 15, 2, 4, 2, 1, 3, 4 и 2 уровнями для N_2 , O_2 , NO , N , O , N_2^+ , O_2^+ , NO^+ , N^+ и O^+ соответственно [7]. Видно, что в точке траектории 1634 с присутствие соответствующей энергии примерно на 10 % уменьшает температурный уровень, что вызвано уменьшением внутренней энергии. Электронная энергия не особенно сильно влияет на температуру, за исключением зоны между 3 и 9 мм.

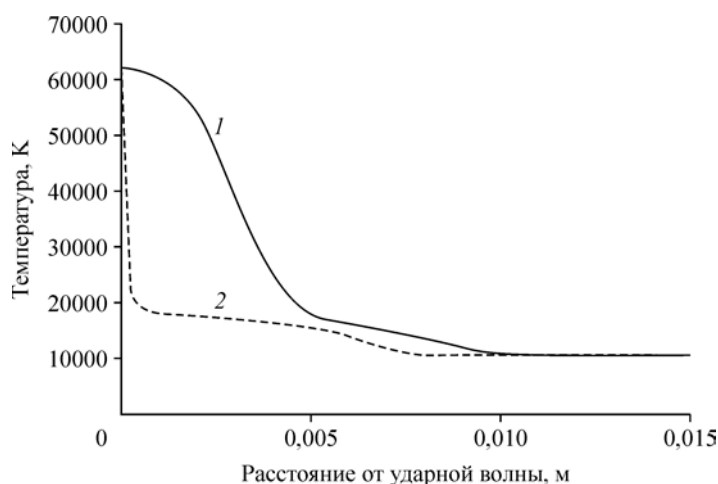


Рис. 4. Влияние выбора модели колебательно-диссоциативного взаимодействия в области за ударной волной в точке траектории 1634 с.

1 — модель Парка, 2 — модель Кузнецова.

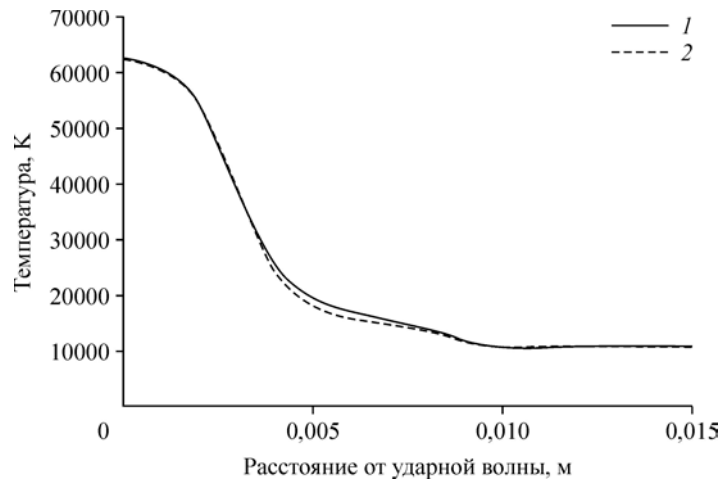


Рис. 5. Влияние электронной энергии за ударной волной в точке траектории 1634 с.

Распределения поступательно-вращательной температуры в отсутствие (1) и при наличии (2) электронной энергии возбуждении.

Здесь концентрация ионов имеет повышенное значение, поэтому в случае ионизованного потока электронная энергия должна приниматься во внимание.

На рис. 6 показано влияние величины параметра q в выражении Парка для средней температуры T_a на протекание реакций диссоциации и ионизации электронным ударом в области за ударной волной. Изучалось влияние величины q на диссоциацию ($O_2 + M \leftrightarrow O + O + M$, $N_2 + M \leftrightarrow N + N + M$, $NO + M \leftrightarrow N + O + M$). Выбор $q = 0,5$ и $q = 0,7$ соответствует величинам, предложенным соответственно в работах [1] и [3]. Видно, что увеличение параметра q приводит к уменьшению зоны релаксации. Этот результат может быть объяснен тем фактом, что рассматриваемый параметр влияет на скорости реакций диссоциаций, которые в данном случае становятся быстрыми. Поэтому выбор $q = 0,7$, предложенный в работе [3], дает лучшие результаты, допускающие сравнение с данными исследований [12, 13].

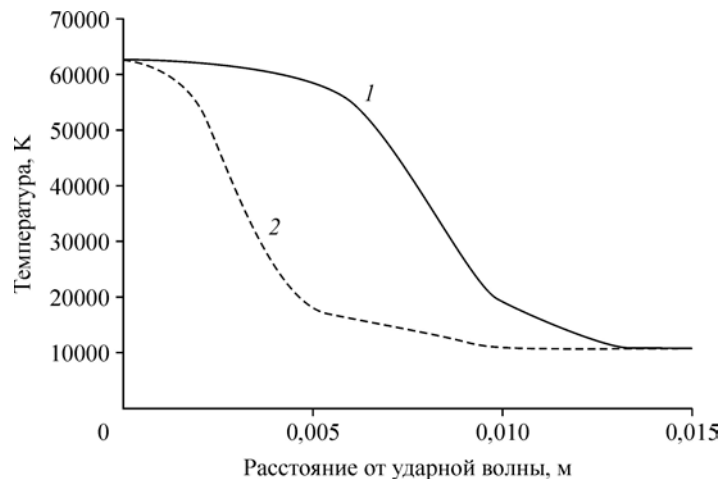


Рис. 6. Влияние значения параметра q на протекание реакций диссоциации в точке траектории 1634 с.

$q = 0,5$ (1), $0,7$ (2).

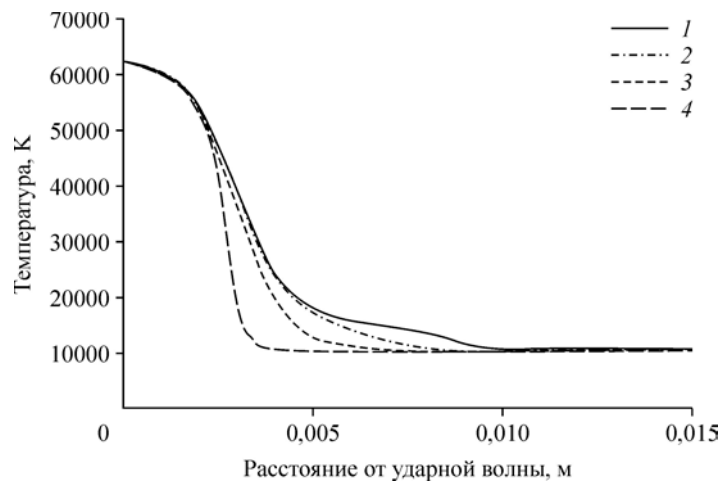


Рис. 7. Влияние величины параметра q на протекание реакций ударной ионизации с участием электронов в точке траектории 1634 с.
 $q = 0$ (1), 0,5 (2), 0,7 (3), 1 (4).

На рис. 7 показано влияние величины параметра q на протекание реакций, инициированных электронным ударом. Видно, что увеличение величины q приводит к уменьшению релаксационной зоны. Случай с $q = 0$ соответствует выбору Парка, при котором величины скоростей рассматриваемых реакций ($O + e^- \leftrightarrow O^+ + e^- + e^-$, $N + e^- \leftrightarrow N^+ + e^- + e^-$) определяются температурой T_e . В настоящем случае $T_e = T_v$ в соответствии с двухтемпературной моделью Парка. При этом температура T быстро уменьшается, потом скорость снижения температуры опускается, и затем наблюдается дальнейшее снижение этой скорости до достижения равновесного состояния.

Выводы

В настоящей работе исследовалось течение с химическими реакциями и ионизацией в химически и колебательно неравновесном состоянии за сильной ударной волной. Изучено влияние разных моделей на процессы релаксации, включая химическую модель Парка (1993) с 11 сортами частиц и 49 элементарными реакциями. Проведено сравнение полученных результатов с опубликованными данными исследований [14, 15] для зоны релаксации за ударной волной для двух точек траектории спуска возвращаемой капсулы FIRE II. Достигнуто хорошее согласование с данными, полученными в работах [12, 13]. Результаты показали, что электронная энергия оказывает не очень большое влияние на температуру поступательно-вращательного движения, за исключением области с повышенной концентрацией ионов. Также показано, что величина $q = 0,7$, предложенная Шармой в выражении для среднегеометрической температуры реакций диссоциации [3], дает лучшие результаты в сравнении с величиной $q = 0,5$, предложенной Парком [1, 2]. Наконец показано, что длина релаксации зависит от скоростей химических реакций, а выбор модели химической кинетики существенно влияет на гиперзвуковое течение за сильной ударной волной.

Приложение

Таблица А1

Константы скорости прямой реакции по Парку [2]

№ реакции	Реакции	M	$A_f, \text{см}^3/(\text{моль}\cdot\text{с})$	b_f	$\theta_{d,f}, \text{K}$
1–10	$\text{O}_2 + \text{M} \leftrightarrow \text{O} + \text{O} + \text{M}$	O_2	$2,0 \cdot 10^{21}$	-1,50	59500
		N_2	$2,0 \cdot 10^{21}$	-1,50	59500
		NO	$2,0 \cdot 10^{21}$	-1,50	59500
		O_2^+	$2,0 \cdot 10^{21}$	-1,50	59500
		N_2^+	$2,0 \cdot 10^{21}$	-1,50	59500
		NO^+	$2,0 \cdot 10^{21}$	-1,50	59500
		O	$1,0 \cdot 10^{22}$	-1,50	59500
		N	$1,0 \cdot 10^{22}$	-1,50	59500
		O^+	$1,0 \cdot 10^{22}$	-1,50	59500
		N^+	$1,0 \cdot 10^{22}$	-1,50	59500
11–22	$\text{N}_2 + \text{M} \leftrightarrow \text{N} + \text{N} + \text{M}$	O_2	$7,0 \cdot 10^{21}$	-1,60	113200
		N_2	$7,0 \cdot 10^{21}$	-1,60	113200
		NO	$7,0 \cdot 10^{21}$	-1,60	113200
		O_2^+	$7,0 \cdot 10^{21}$	-1,60	113200
		N_2^+	$7,0 \cdot 10^{21}$	-1,60	113200
		NO^+	$7,0 \cdot 10^{21}$	-1,60	113200
		O	$3,0 \cdot 10^{22}$	-1,60	113200
		N	$3,0 \cdot 10^{22}$	-1,60	113200
		O^+	$3,0 \cdot 10^{22}$	-1,60	113200
		N^+	$3,0 \cdot 10^{22}$	-1,60	113200
23–31	$\text{NO} + \text{M} \leftrightarrow \text{N} + \text{O} + \text{M}$	O_2	$5,0 \cdot 10^{15}$	0,00	75500
		N_2	$5,0 \cdot 10^{15}$	0,00	75500
		NO	$1,1 \cdot 10^{17}$	0,00	75500
		O_2^+	$5,0 \cdot 10^{15}$	0,00	75500
		N_2^+	$5,0 \cdot 10^{15}$	0,00	75500
		NO^+	$5,0 \cdot 10^{15}$	0,00	75500
		O	$1,1 \cdot 10^{17}$	0,00	75500
		N	$1,1 \cdot 10^{17}$	0,00	75500
		O^+	$1,1 \cdot 10^{17}$	0,00	75500
		N^+	$1,1 \cdot 10^{17}$	0,00	75500
32	$\text{NO} + \text{O} \leftrightarrow \text{N} + \text{O}_2$		$8,4 \cdot 10^{12}$	0,00	19450
33	$\text{N}_2 + \text{O} \leftrightarrow \text{NO} + \text{N}$		$6,4 \cdot 10^{17}$	-1,00	38400
34	$\text{O} + \text{NO}^+ \leftrightarrow \text{O}_2 + \text{N}^+$		$1,0 \cdot 10^{12}$	0,50	77200
35	$\text{N}_2 + \text{N}^+ \leftrightarrow \text{N} + \text{N}_2^+$		$1,0 \cdot 10^{12}$	0,50	12200
36	$\text{N} + \text{O}_2^+ \leftrightarrow \text{O}_2 + \text{N}^+$		$8,7 \cdot 10^{13}$	0,14	28600
37	$\text{NO} + \text{O}^+ \leftrightarrow \text{O}_2 + \text{N}^+$		$1,4 \cdot 10^{05}$	1,90	26600
38	$\text{N}_2 + \text{O}_2^+ \leftrightarrow \text{O}_2 + \text{N}_2^+$		$9,9 \cdot 10^{12}$	0,00	40700
39	$\text{O} + \text{O}_2^+ \leftrightarrow \text{O}_2 + \text{O}^+$		$4,0 \cdot 10^{12}$	-0,09	18000
40	$\text{N} + \text{NO}^+ \leftrightarrow \text{N}_2 + \text{O}^+$		$3,4 \cdot 10^{13}$	-1,08	12800
41	$\text{O}_2 + \text{NO}^+ \leftrightarrow \text{NO} + \text{O}_2^+$		$2,4 \cdot 10^{13}$	0,41	32600
42	$\text{O} + \text{NO}^+ \leftrightarrow \text{O}_2^+ + \text{N}$		$7,2 \cdot 10^{12}$	0,29	48600
43	$\text{N}_2 + \text{O}^+ \leftrightarrow \text{O} + \text{N}_2^+$		$9,1 \cdot 10^{11}$	0,36	22800
44	$\text{N} + \text{NO}^+ \leftrightarrow \text{N}_2^+ + \text{O}$		$7,2 \cdot 10^{13}$	0,00	35500
45	$\text{N} + \text{O} \leftrightarrow \text{NO}^+ + \text{e}^-$		$8,8 \cdot 10^8$	1,00	31900
46	$\text{O} + \text{O} \leftrightarrow \text{O}_2^+ + \text{e}^-$		$7,1 \cdot 10^2$	2,70	80,600
47	$\text{N} + \text{N} \leftrightarrow \text{N}_2^+ + \text{e}^-$		$4,4 \cdot 10^7$	1,50	67,500
48	$\text{O} + \text{e}^- \leftrightarrow \text{O}^+ + \text{e}^- + \text{e}^-$		$3,9 \cdot 10^{33}$	-3,78	158,500
49	$\text{N} + \text{e}^- \leftrightarrow \text{N}^+ + \text{e}^- + \text{e}^-$		$2,5 \times 10^{34}$	-3,82	168,600

Таблица А2

Равновесные коэффициенты A_i модели Парка [4]

№ реакции	$N, \text{см}^{-3}$	A_1	A_2	A_3	A_4	A_5
01–10	$1 \cdot 10^{14}$	1,810300	1,960700	3,571600	-7,362300	0,083861
	$1 \cdot 10^{15}$	0,913540	2,316000	2,288500	-6,796900	0,046338
	$1 \cdot 10^{16}$	0,641830	2,425300	1,902600	-6,627700	0,035151
	$1 \cdot 10^{17}$	0,553880	2,460000	1,776300	-6,572000	0,031445
	$1 \cdot 10^{18}$	0,524550	2,471500	1,734200	-6,553400	0,030209
	$1 \cdot 10^{19}$	0,509890	2,477300	1,713200	-6,544100	0,029591
11–22	$1 \cdot 10^{14}$	3,490700	0,831330	4,097800	-12,728000	0,074870
	$1 \cdot 10^{15}$	2,072300	1,389700	2,061700	-11,828000	0,015105
	$1 \cdot 10^{16}$	1,606000	1,573200	1,392300	-11,533000	-0,004543
	$1 \cdot 10^{17}$	1,535100	1,606100	1,299300	-11,494000	-0,006980
	$1 \cdot 10^{18}$	1,476600	1,629100	1,215300	-11,457000	-0,009444
	$1 \cdot 10^{19}$	1,476600	1,629100	1,215300	-11,457000	-0,009440
23–31	$1 \cdot 10^{14}$	2,164900	0,078577	2,850800	-8,542200	0,053043
	$1 \cdot 10^{15}$	1,007200	0,535450	1,191100	-7,809800	0,004394
	$1 \cdot 10^{16}$	0,638170	0,681890	0,663360	-7,577300	-0,011025
	$1 \cdot 10^{17}$	0,558890	0,715580	0,553960	-7,530400	-0,014089
	$1 \cdot 10^{18}$	0,515000	0,732860	0,490960	-7,502500	-0,015938
	$1 \cdot 10^{19}$	0,507650	0,735750	0,480420	-7,497900	-0,016247
32	$1 \cdot 10^{14}$	0,354380	-1,882100	-0,721110	-1,179700	-0,030831
	$1 \cdot 10^{15}$	0,0936130	-1,780600	-1,097500	-1,012800	-0,041949
	$1 \cdot 10^{16}$	-0,003732	-1,743400	-1,239400	-0,949520	-0,046182
	$1 \cdot 10^{17}$	0,0048150	-1,744300	-1,222700	-0,958240	-0,045545
	$1 \cdot 10^{18}$	-0,009758	-1,738600	-1,243600	-0,949000	-0,046159
	$1 \cdot 10^{19}$	-0,002428	-1,741500	-1,233100	-0,953650	-0,045850
33	$1 \cdot 10^{14}$	1,326100	0,752680	1,247400	-4,185700	0,021840
	$1 \cdot 10^{15}$	1,065300	0,854170	0,870930	-4,018800	0,010721
	$1 \cdot 10^{16}$	0,967940	0,891310	0,729100	-3,955500	0,006488
	$1 \cdot 10^{17}$	0,976460	0,890430	0,745720	-3,964200	0,007123
	$1 \cdot 10^{18}$	0,961880	0,896170	0,724790	-3,955000	0,006509
	$1 \cdot 10^{19}$	0,969210	0,893290	0,735310	-3,959600	0,006818
34	$1 \cdot 10^{14}$	-1,534900	1,683600	-2,969000	-6,464000	-0,083316
	$1 \cdot 10^{15}$	-1,086400	1,505900	-2,327300	-6,746800	-0,064551
	$1 \cdot 10^{16}$	-0,950720	1,451300	-2,134600	-6,831300	-0,058964
	$1 \cdot 10^{17}$	-0,906720	1,434000	-2,071400	-6,859200	-0,057110
	$1 \cdot 10^{18}$	-0,892060	1,428200	-2,050400	-6,868500	-0,056493
	$1 \cdot 10^{19}$	-0,884720	1,425400	-2,039800	-6,873100	-0,056184
35 (данные работы [16])	$1 \cdot 10^{14}$	1,963000	-3,116000	0,692000	-0,103000	0,005000
	$1 \cdot 10^{15}$	1,963000	-3,116000	0,692000	-0,103000	0,005000
	$1 \cdot 10^{16}$	1,963000	-3,116000	0,692000	-0,103000	0,005000
	$1 \cdot 10^{17}$	1,963000	-3,116000	0,692000	-0,103000	0,005000
	$1 \cdot 10^{18}$	1,963000	-3,116000	0,692000	-0,103000	0,005000
	$1 \cdot 10^{19}$	1,963000	-3,116000	0,692000	-0,103000	0,005000
36	$1 \cdot 10^{14}$	-3,603000	2,701000	-5,015500	-0,891250	-0,122970
	$1 \cdot 10^{15}$	-2,893800	2,421800	-3,997500	-1,340900	-0,122970
	$1 \cdot 10^{16}$	-2,660700	2,330000	-3,662800	-1,488700	-0,083264
	$1 \cdot 10^{17}$	-2,625200	2,313600	-3,616300	-1,507900	-0,082048
	$1 \cdot 10^{18}$	-2,596000	2,302100	-3,574400	-1,526400	-0,080816
	$1 \cdot 10^{19}$	-2,596000	2,302100	-3,574400	-1,526400	-0,080816

№ реакции	$N, \text{см}^{-3}$	A_1	A_2	A_3	A_4	A_5
37	$1 \cdot 10^{14}$	-1,635500	0,830580	-2,995200	-1,379400	-0,079927
	$1 \cdot 10^{15}$	-1,635500	0,830580	-2,995200	-1,379400	-0,079927
	$1 \cdot 10^{16}$	-1,635500	0,830580	-2,995200	-1,379400	-0,079927
	$1 \cdot 10^{17}$	-1,635500	0,830580	-2,995200	-1,379400	-0,079927
	$1 \cdot 10^{18}$	-1,635500	0,830580	-2,995200	-1,379400	-0,079927
	$1 \cdot 10^{19}$	-1,635500	0,830580	-2,995200	-1,379400	-0,079927
38	$1 \cdot 10^{14}$	-2,581100	2,286300	-5,094600	-2,037800	-0,121920
	$1 \cdot 10^{15}$	-2,581100	2,286300	-5,094600	-2,037800	-0,121920
	$1 \cdot 10^{16}$	-2,581100	2,286300	-5,094600	-2,037800	-0,121920
	$1 \cdot 10^{17}$	-2,581100	2,286300	-5,094600	-2,037800	-0,121920
	$1 \cdot 10^{18}$	-2,581100	2,286300	-5,094600	-2,037800	-0,121920
	$1 \cdot 10^{19}$	-2,581100	2,286300	-5,094600	-2,037800	-0,121920
39	$1 \cdot 10^{14}$	-1,613200	-0,011626	-2,741600	-0,691450	-0,073880
	$1 \cdot 10^{15}$	-1,164800	-0,189310	-2,100000	-0,974200	-0,055116
	$1 \cdot 10^{16}$	-1,029000	-0,243940	-1,907200	-1,058700	-0,049527
	$1 \cdot 10^{17}$	-0,985020	-0,261250	-1,844000	-1,086600	-0,047676
	$1 \cdot 10^{18}$	-0,970370	-0,267020	-1,823000	-1,095900	-0,047056
	$1 \cdot 10^{19}$	0,963020	-0,269910	-1,812500	-0,100500	-0,046747
40	$1 \cdot 10^{14}$	-1,225500	0,100390	-1,221200	-0,898830	-0,025232
	$1 \cdot 10^{15}$	-0,516290	-0,178770	-0,203210	-1,348500	0,004649
	$1 \cdot 10^{16}$	-0,283110	-0,270560	0,131520	-1,496300	0,014474
	$1 \cdot 10^{17}$	-0,247650	-0,286990	0,178020	-1,515500	0,015692
	$1 \cdot 10^{18}$	-0,218420	-0,298490	0,219980	-1,534000	0,016923
	$1 \cdot 10^{19}$	-0,218420	-0,298490	0,219980	-1,534000	0,016923
41	$1 \cdot 10^{14}$	1,713900	0,864690	2,767900	-4,393200	0,070493
	$1 \cdot 10^{15}$	1,713900	0,864690	2,767900	-4,393200	0,070493
	$1 \cdot 10^{16}$	1,713900	0,864690	2,767900	-4,393200	0,070493
	$1 \cdot 10^{17}$	1,713900	0,864690	2,767900	-4,393200	0,070493
	$1 \cdot 10^{18}$	1,713900	0,864690	2,767900	-4,393200	0,070493
	$1 \cdot 10^{19}$	1,713900	0,864690	2,767900	-4,393200	0,070493
42	$1 \cdot 10^{14}$	2,068100	-1,017300	2,046600	-5,572800	0,039655
	$1 \cdot 10^{15}$	1,807300	-0,915840	1,670100	-5,405800	0,028533
	$1 \cdot 10^{16}$	1,710000	-0,878690	1,528200	-5,342600	0,024301
	$1 \cdot 10^{17}$	1,718500	-0,879580	1,5449000	-5,351300	0,024936
	$1 \cdot 10^{18}$	1,703900	-0,873830	1,523900	1,523900	0,024321
	$1 \cdot 10^{19}$	1,711200	-0,876720	1,534500	-5,346700	0,024631
43	$1 \cdot 10^{14}$	-0,967950	2,297900	-2,353100	-1,346300	-0,066805
	$1 \cdot 10^{15}$	-1,416400	2,475600	-2,994700	-1,063600	-0,066805
	$1 \cdot 10^{16}$	-1,552200	2,530300	-3,187600	-0,979030	-0,072396
	$1 \cdot 10^{17}$	-1,596200	2,547600	-3,250700	-0,951160	-0,074249
	$1 \cdot 10^{18}$	-1,610800	2,553300	-3,271800	-0,941860	-0,074867
	$1 \cdot 10^{19}$	-1,618100	2,556200	-3,282300	-0,937210	-0,075176
44	$1 \cdot 10^{14}$	-2,193400	2,398300	-3,574300	-2,245200	-0,073271
	$1 \cdot 10^{15}$	-1,932500	2,296800	-3,197800	-2,412000	-0,062149
	$1 \cdot 10^{16}$	-1,835200	2,259700	-3,056000	-3,056000	-0,057919
	$1 \cdot 10^{17}$	-1,843800	2,260600	-3,072600	-2,466700	-0,058554
	$1 \cdot 10^{18}$	-1,829200	2,254800	-3,051700	-2,475900	-0,057940
	$1 \cdot 10^{19}$	-1,836500	2,257700	-3,062200	-2,471300	-0,058248

№ реакции	$N, \text{см}^{-3}$	A_1	A_2	A_3	A_4	A_5
45	$1 \cdot 10^{14}$	-2,185200	-6,670900	-4,296800	-2,217500	-0,050748
	$1 \cdot 10^{15}$	-1,027600	-7,127800	-2,637000	-2,950000	-0,002100
	$1 \cdot 10^{16}$	-0,658710	-7,274200	-2,109600	-3,182300	0,013310
	$1 \cdot 10^{17}$	-0,579240	-7,307900	-1,999900	-3,229400	0,016382
	$1 \cdot 10^{18}$	-0,535380	-7,325200	-1,937000	-3,257200	0,018230
	$1 \cdot 10^{19}$	-0,528010	-7,328100	-1,926400	-3,261800	0,018540
46	$1 \cdot 10^{14}$	-0,116820	-7,688300	-2,249800	-7,790500	-0,011079
	$1 \cdot 10^{15}$	0,779860	-8,043600	-0,966780	-8,355900	0,026440
	$1 \cdot 10^{16}$	1,051600	-8,153000	-0,580820	-8,525100	0,037629
	$1 \cdot 10^{17}$	1,139500	-8,187600	-0,454610	-8,580800	0,041333
	$1 \cdot 10^{18}$	1,168900	-8,199100	-0,412450	-8,599500	0,042571
	$1 \cdot 10^{19}$	1,183500	-8,204900	-0,391460	-8,608700	0,043187
47	$1 \cdot 10^{14}$	-4,378500	-4,272600	-7,870900	-4,462800	-0,124020
	$1 \cdot 10^{15}$	-2,960100	-4,831000	-5,834800	-5,362100	-0,064252
	$1 \cdot 10^{16}$	-2,493800	-5,014500	-5,165400	-5,657700	-0,044602
	$1 \cdot 10^{17}$	-2,422900	-5,047400	-5,072400	-5,696100	-0,042167
	$1 \cdot 10^{18}$	-2,364400	-5,070400	-4,988500	-5,733200	-0,039703
	$1 \cdot 10^{19}$	-2,364400	-5,070400	-4,988500	-5,733200	-0,039703
48	$1 \cdot 10^{14}$	0,080450	-5,739300	-1,419500	-15,844000	-0,001087
	$1 \cdot 10^{15}$	0,528830	-5,917000	-0,777950	-16,127000	0,017675
	$1 \cdot 10^{16}$	0,664780	-5,971600	-0,584860	-16,212000	0,023273
	$1 \cdot 10^{17}$	0,708790	-5,989000	-0,521690	-16,240000	0,025127
	$1 \cdot 10^{18}$	0,723410	-5,994700	-0,500700	-16,249000	0,025743
	$1 \cdot 10^{19}$	0,7307800	-5,997600	-0,490120	-16,254000	0,026054
49	$1 \cdot 10^{14}$	1,909400	-3,026700	-3,693500	-16,044000	-0,050183
	$1 \cdot 10^{15}$	1,200200	-3,305900	-2,675500	-16,494000	-0,020301
	$1 \cdot 10^{16}$	0,967090	-3,397600	-2,340800	-16,661000	-0,010477
	$1 \cdot 10^{17}$	-0,931840	-3,414000	-2,294600	-16,679000	-0,009269
	$1 \cdot 10^{18}$	-0,902600	-3,425500	-2,252600	-16,679000	-0,008037
	$1 \cdot 10^{19}$	-0,902600	-3,425500	-2,252600	-16,679000	-0,008037

Таблица А3

Характеристическая электронная температура и фактор вырождения i -го энергетического уровня частиц s [6, 7]

Частицы	Уровни i	g_i	$e_{el,s}, K$
N ₂	Основание	1	0
	1	3	7.223157·10 ⁴
	2	6	8.577863·10 ⁴
	3	6	8.605027·10 ⁴
	4	3	9.535119·10 ⁴
	5	1	9.805636·10 ⁴
	6	2	9.968268·10 ⁴
	7	2	1.048976·10 ⁵
	8	5	1.116490·10 ⁵
	9	1	1.225836·10 ⁵
	10	6	1.248857·10 ⁵
	11	6	1.282476·10 ⁵
	12	10	1.338061·10 ⁵
	13	6	1.404296·10 ⁵
14	6	1.504959·10 ⁵	
O ₂	Основание	3	0
	1	2	1.139156·10 ⁴
	2	1	1.898474·10 ⁴
	3	1	4.755974·10 ⁴
	4	6	4.991242·10 ⁴
	5	3	5.092269·10 ⁴
6	3	7.189863·10 ⁴	
NO	Основание	4	0
	1	8	5.467346·10 ⁴
	2	2	6.317140·10 ⁴
	3	4	6.599450·10 ⁴
	4	4	6.906121·10 ⁴
	5	4	7.049998·10 ⁴
	6	4	7.491055·10 ⁴
	7	2	7.628875·10 ⁴
	8	4	8.676189·10 ⁴
	9	2	8.714431·10 ⁴
	10	4	8.886077·10 ⁴
	11	4	8.981756·10 ⁴
	12	2	8.988446·10 ⁴
	13	2	9.042702·10 ⁴
	14	2	9.064284·10 ⁴
15	4	9.111763·10 ⁴	

Частицы	Уровни i	g_i	$e_{el,s}, K$
N	Основание	4	0
	1	10	2.766470·10 ⁴
	2	6	4.149309·10 ⁴
O	Основание	9	0
	1	3	0.0288·10 ⁴
	2	1	0.0326·10 ⁴
	3	5	2.283029·10 ⁴
	4	1	4.861993·10 ⁴
N ₂ ⁺	Основание	2	0
	1	4	1.300000·10 ⁴
	2	2	3.683700·10 ⁴
O ₂ ⁺	Основание	4	0
	1	8	4.686200·10 ⁴
NO ⁺	Основание	1	0
	1	3	2.873700·10 ⁴
	2	6	4.453700·10 ⁴
	3	6	5.172200·10 ⁴
N ⁺	Основание	1	0
	1	3	0.007000·10 ⁴
	2	5	0.018850·10 ⁴
	3	5	2.206800·10 ⁴
O ⁺	Основание	4	0
	1	10	3.863100·10 ⁴
	2	6	5.830800·10 ⁴
e ⁻	Основание	2	0

Список литературы

1. **Park C.** Assessment of two-temperature kinetic model for ionizing air // *J. Thermophysics and Heat Transfer*. 1989. Vol. 3, No. 3. P. 233–244.
2. **Park C.** Review of chemical-kinetic problems of future NASA missions. Pt. I. Earth entries // *J. Thermophysics and Heat Transfer*. 1993. Vol. 7, No. 3. P. 385–398.
3. **Sharma S.P., Huo W.M., Park C.** The rate parameter for coupled vibration-dissociation in generalized SSH theory // *J. Thermophysics and Heat Transfer*. 1992. Vol. 6, No. 1. P. 9–21.
4. **Park C.** Nonequilibrium hypersonic aerothermodynamics. N.Y.: Wiley, 1990. 358 p.
5. **Candler G.V., Park C.** The computation of radiation from nonequilibrium hypersonic flows // 23rd Thermophysics, Plasma Dynamics and Lasers Conference, Fluid Dynamics and Co-located Conferences. 1988. AIAA Paper. 1988. P. 1988–2678.
6. **Soubrie T.** Prise en compte de l'ionisation et du rayonnement dans la modélisation des écoulements de rentrée terrestre et martienne, Ph.D. dissertation (in French), Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, 2006. Toulouse, France. AIAA Paper. 2006. No. 2006–1188.
7. **Casseau V., Palharini R., Scanlon T., Brown R.** A two-temperature open-source CFD model for hypersonic reacting flows, Pt. I: Zero-dimensional analysis // *Aerospace*. 2016. Vol. 3, No. 34. 21 p.
8. **Furudate M., Suzuki T., Sawada K.** Calculation of intermediate hypersonic flow using multi-temperature model // 38th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Aerospace Sciences Meetings, 2000. AIAA Paper. No. 2000–0343.
9. **Park C., Lee S.H.** Validation of multi-temperature nozzle flow code // *J. Thermophysics and Heat Transfer*. 1995, Vol. 9, No. 1. P. 9–16.
10. **Candler G.V., MacCormack R.W.** Computation of weakly ionized hypersonic flows in thermochemical nonequilibrium // *J. Thermophysics and Heat Transfer*. 1991. Vol. 5, No. 3. P. 266–273.
11. **Кузнецов Н.М.** Кинетика мономолекулярных реакций. М.: Наука, 1982. 221 с.
12. **Panesi M., Magin T., Bourdon A., Bultel A., Chazot O.** Analysis of the FIRE II Flight Experiment by Means of a Collisional Radiative Model // *J. Thermophysics and Heat Transfer*. 2009. Vol. 3, No. 2. P. 236–248.
13. **Panesi M.** Physical models for nonequilibrium plasma flow simulations at high speed re-entry conditions, PhD. Dissertation, 2009, von Karman Institute for Fluid Dynamics, Aeronautics and Aerospace Department. 2009. 291 p.
14. **Shoiev G.V., Bondar Ye.A.** Numerical study of non-equilibrium gas flows with shock waves by using the Navier–Stokes equations in the two-temperature approximation // *AIP Conference Proceedings*. 2016. Vol. 1770. P. 040007.
15. **Шоиев Г.В., Бондарь Е.А., Облапенко Г.П., Кустова Е.В.** Разработка и апробация методики численного моделирования термически неравновесных диссоциирующих течений в ANSYS Fluent // *Теплофизика и аэромеханика*. 2016. Т. 23, № 2. С. 159–171.
16. **Park C.** On Convergence of Computation of Chemically Reacting Flows, AIAA Paper. 1985. No. 1985–0247.
17. **Benchikh M., Haoui R.** Choice the vibration-dissociation coupling factor of flow in high temperature behind a plane shock wave // 14th AIAA/AHI Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference, International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conferences. AIAA Paper. 2006. No. 2006–8150.
18. **Бондарь Е.А., Шевырин А.А., Чен Й.С., Шумакова А.Н., Кашковский А.В., Иванов М.С.** Прямое статистическое моделирование высокотемпературных химических реакций в воздухе // *Теплофизика и аэромеханика*. 2013. Т. 20, № 5. С. 561–573.
19. **Haoui R.** Physico-chemical state of the air at the stagnation point during the atmospheric reentry of a spacecraft // *Acta Astronautica*. 2011. Vol. 68, No. 11–12. P. 1660–1668.

*Статья поступила в редакцию 13 апреля 2018 г.,
после доработки — 8 июня 2018 г.,
принята к публикации — 1 августа 2018 г.*