

УДК 533.6.011

## НЕРАВНОВЕСНАЯ ИОНИЗАЦИЯ ЗА СИЛЬНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ В АТМОСФЕРЕ МАРСА

В. А. Горелов, М. К. Гладышев, А. Ю. Киреев, С. В. Шиленков

Центральный аэрогидродинамический институт, 140180 Жуковский

Представлены результаты экспериментального и численного моделирования неравновесной ионизации за сильной ударной волной в атмосфере Марса. Расчетная кинетическая модель верифицируется данными по измерениям электронных концентраций и температуры в зоне релаксации.

**Введение.** При численном моделировании неравновесного обтекания аппарата при гиперзвуковом полете в атмосфере важная роль отводится выбору модели физико-химических превращений в высокотемпературной газовой смеси. Кинетические процессы в многокомпонентной газовой смеси, состоящей из атомов, молекул, ионов и электронов, очень сложны. В настоящее время их учет возможен только с использованием модельного описания, не всегда адекватного происходящим в полетных условиях процессам. В связи с этим особенно актуальна верификация кинетических и численных моделей в ходе эксперимента.

В настоящее время при разработке концепций исследования атмосферы некоторых планет Солнечной системы (например, Марса) ставятся задачи описания неравновесных физико-химических превращений в газовых смесях сложного состава. Отсутствие достоверных сведений о физико-химических процессах в условиях входа в атмосферу Марса и невозможность постановки специальных летных экспериментов делают важным совместное проведение численного и лабораторного (на аэродинамических установках) экспериментов по исследованию неравновесных термофизических процессов в условиях, моделирующих параметры входа аппарата в атмосферу Марса. Известно большое количество работ по моделированию неравновесного течения около аппарата, осуществляющего полет в атмосфере Марса. Например, в [1–3] приводятся кинетические модели физико-химических превращений, послужившие основой исследований в этой области. Однако часть данных, включенных в эти модели, не верифицирована и носит оценочный характер.

В настоящей работе предпринята попытка коррекции расчетной кинетической модели на основе сравнения численных и экспериментальных данных по неравновесным параметрам ионизации за фронтом сильной ударной волны в смеси  $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-O}_2$ , моделирующей состав атмосферы Марса.

**Экспериментальные исследования неравновесной ионизации за ударной волной в атмосфере Марса.** Эксперименты проводились в электроразрядной трубе ТЭР ЦАГИ [4]. В ТЭР исследовались физико-химические процессы за сильными ударными волнами, распространяющимися со скоростью  $4 \div 15$  км/с [5, 6]. Стенки разрядной камеры керамические, электроды изготовлены из молибдена. В качестве толкающего газа используется гелий, нагреваемый мощным электрическим разрядом. Канал низкого давления длиной 5 м и диаметром 57 мм представляет собой стеклянные секции, соединенные

металлическими фланцами. Канал низкого давления предварительно откачивался до давления 0,13 Па. Атмосфера Марса моделировалась смесью воздуха и  $\text{CO}_2$ . Канал трубы заполнялся смесью, содержащей  $\text{CO}_2$  (96%),  $\text{N}_2$  (3%),  $\text{O}_2$  (1%). Различие исследуемой смеси и атмосферы Марса состоит в повышенном содержании  $\text{O}_2$  и отсутствии атомов Ar. Оценки показали, что вариация содержания  $\text{O}_2$  и Ar в пределах  $0 \div 3\%$  перед фронтом ударной волны фактически не оказывает влияния на релаксационные процессы за ударной волной. Основная часть экспериментов проводилась при начальном давлении в канале  $p_0 = (26,70 \pm 0,27)$  Па. Скорость распространения ударной волны измерялась с погрешностью 2%. Длительность существования “пробки” при скоростях ударной волны  $v_s = 4 \div 9$  км/с составляла  $3 \div 7$  мкс, что указывает на возможность проведения в ТЭР исследований процессов в неравновесной зоне, непосредственно примыкающей к фронту ударной волны, а также в квазистационарной области малой протяженности. В ходе экспериментов измерялись распределения электронных  $n_e$  и ионных  $n_i$  концентраций и электронной температуры  $T_e$  в зоне релаксации за фронтом ударной волны.

*Измерение концентрации заряженных частиц.* Для определения ионной и электронной концентраций использовались зонды различных модификаций. Одиночные зонды цилиндрической формы устанавливались параллельно и перпендикулярно потоку и работали в режиме сбора ионного и электронного токов. В зависимости от условий эксперимента диаметры электродов зондов изменялись от 0,1 до 0,01 мм. При обработке данных экспериментов применяются результаты, полученные при исследовании работы зондов в условиях сверхзвуковых потоков за фронтом ударной волны в переходном режиме при числах Кнудсена  $0,1 \leq \text{Kn} \leq 10$  ( $\text{Kn} = \lambda_{i,e}/r_p$ ,  $\lambda_{i,e}$  — длина свободного пробега ионов и электронов,  $r_p$  — радиус зонда) [7]. Для продольных цилиндрических зондов электронный  $J_e$  и ионный  $J_i$  токи связаны с  $n_e$  и  $n_i$  в режиме сбора электронов и ионов соотношением

$$J_{e,i} = \bar{j}_{e,i} S_p n_{e,i} e (kT_e / (2\pi m_{e,i}))^{0,5}, \quad (1)$$

где  $e$  — заряд электрона;  $m_e$ ,  $m_i$  — масса электронов и ионов соответственно;  $k$  — постоянная Больцмана;  $S_p$  — площадь зондового электрода;  $\bar{j}_{e,i}$  — безразмерная плотность тока в условиях работы зондов в исследуемой плазме, которая определяется для условий работы в ТЭР на основе результатов [5]. Использование тонкого цилиндрического зонда, расположенного нормально к потоку, позволяет увеличить пространственное разрешение зондовой методики. В режиме тонкого призондового слоя и  $\text{Kn} \geq 1$  использовано соотношение [7]  $J_i = 2r_p l_p n_i e u$  ( $l_p$  — длина зондового электрода,  $u$  — массовая скорость газа, равная массовой скорости ионов  $u_i$ ), что позволяет определить  $n_i$  при известных значениях скорости  $u$  и не требует информации о величинах  $T_e$  и  $m_i$  (погрешность расчета по указанной формуле не превышает 20%). При использовании продольного цилиндрического зонда в режиме сбора электронов в условиях  $\text{Kn} < 10$  наблюдается сильная зависимость  $\bar{j}_e$  от  $\text{Kn}$ . Эта зависимость может быть учтена при известной (например, вычисленной) длине свободного пробега электронов. Вместе с тем возможно определение  $\bar{j}_e$  при одновременном использовании двух одиночных зондов различных диаметров  $d_1$  и  $d_2$  [8]. В этом случае для характерных условий ТЭР аппроксимационное соотношение для  $\bar{j}_e$  второго зонда может быть получено в виде  $\bar{j}_{e2} \simeq (1 - J_{e1}/J_{e2}) / [(d_1/d_2 - 1)(J_{e1}/J_{e2})]$ , где  $J_{e1}$  и  $J_{e2}$  — токи, измеряемые зондами с диаметрами  $d_1$  и  $d_2$  соответственно. При известных значениях  $T_e$  несложно оценить электронную концентрацию из формулы (1). На рис. 1 измеренная квазистационарная концентрация электронов  $n_{eq}$  (точки 1, 2) и ионов  $n_{iq}$  (точки 3, 4) представлена в виде зависимости от скорости ударной волны при  $p_0 = 26,7$  Па. Точки 1–4 соответствуют измерениям продольным и поперечным зондами, двумя одиночными зондами, а также продольным зондом с использованием чисел Кнудсена для электронов [8]. Измеренный профиль концентраций электронов в зоне релаксации за фронтом ударной волны показан точками на рис. 2 при  $v_s = 4,15$  км/с и  $p_0 = 53,3$  Па.

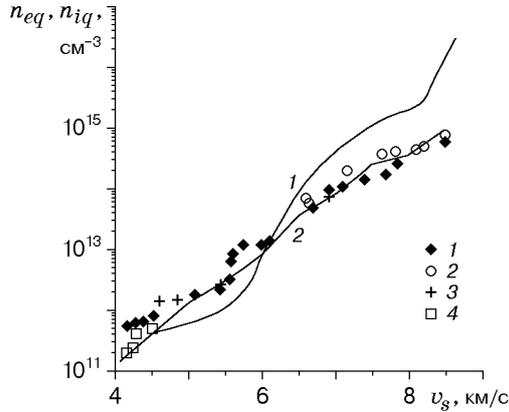


Рис. 1

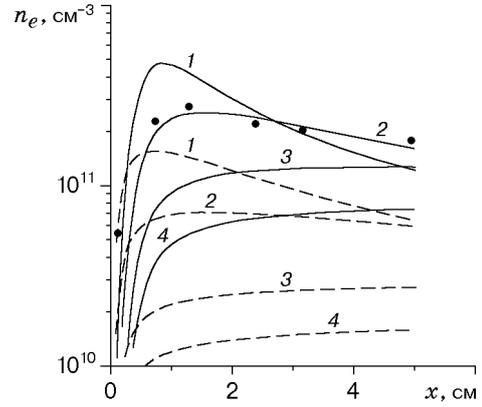


Рис. 2

*Измерение электронной температуры.* Измерение  $T_e$  при распространении ударной волны по каналу трубы, необходимое для нахождения  $n_{e,i}$ , представляет также самостоятельный интерес, поскольку электронная температура является важным параметром при определении излучательных характеристик газа. Распределение  $T_e$  может быть использовано для верификации численных моделей неравновесных процессов (например, колебательной релаксации некоторых молекул) при распространении сильной ударной волны в газе. Для измерения  $T_e$  использованы метод тройного зонда [9] и данные работ [5, 7]. Схема тройного зонда представлена на рис. 3. Размеры электродов из нержавеющей стали: толщина 0,1 мм,  $a = 5$ ; 1 мм,  $b = 4$ ; 7 мм. Расстояние между электродами  $D = 4$  мм. Пространственное разрешение системы вдоль вектора скорости потока  $0,5 \div 1,0$  мм. Временное разрешение измерительной системы 0,1 мкс, что намного больше времени, необходимого для образования призондового слоя пространственного заряда ( $10^{-3}$  мкс). Аппроксимационное соотношение для определения  $T_e$  по результатам измерения разности потенциалов  $V_{d2}$  имеет вид

$$T_e \approx V_{d2} e / [k \ln(j_{i1}/j_{i3} + 1)] \quad (2)$$

при условии  $\exp(-eE/(kT_e)) \ll 1$ , где  $E$  — напряжение батареи. Отношение  $j_{i1}/j_{i3}$  находится с помощью измерений зондовой системой для выявления особенностей ее работы в режиме ионного тока насыщения. Как следует из (2), измерение  $V_{d2}$  позволяет определить  $T_e$  и наблюдать ее распределение по времени. При этом необходимо выполнение условия  $R_{вх} \gg 2kT_e/(ei_i S_p)$  ( $R_{вх}$  — входное сопротивление аппаратуры,  $i_i$  — плотность ионного тока, поступающего на зондовый электрод). На рис. 4 представлено измеренное распределение электронной температуры  $T_e$  в зоне релаксации при  $v_s = 8,1$  км/с,  $p_0 = 26,7$  Па. Непосредственно за фронтом волны наблюдается максимум  $T_e$ , затем электронная температура резко уменьшается в относительно небольшой по толщине зоне, достигает минимума и далее монотонно возрастает до своего квазиравновесного значения.

*Численное моделирование неравновесной ионизации за ударной волной в атмосфере Марса.* При численном моделировании исследуется течение за сильной ударной волной в невязкой квазистационарной постановке. Диапазон скорости ударной волны  $v_s = 4 \div 9$  км/с. В этом приближении математическая модель течения в релаксационной зоне представляет собой систему алгебраических уравнений неразрывности, импульса и энергии, решаемую совместно с дифференциальными уравнениями, описывающими изменение состава (концентраций компонентов) смеси, колебательной энергии молекул и энергии свободных электронов. Для ее решения применяется стандартная программа интегрирования больших систем “жестких” дифференциальных уравнений [10], специально разработанная для численного моделирования неравновесных процессов в газодинамических течениях.

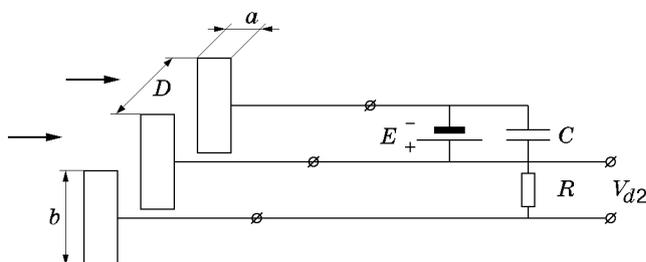


Рис. 3

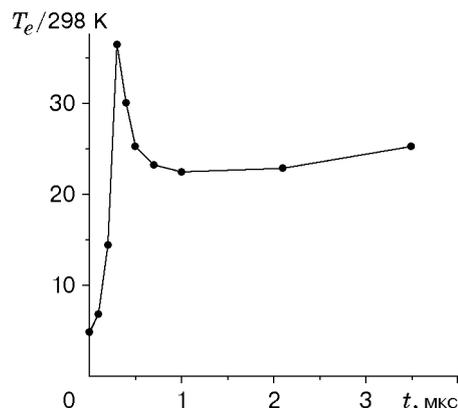


Рис. 4

Предполагается, что атмосфера Марса состоит из  $\text{CO}_2$  (97%) и  $\text{N}_2$  (3%). При высоких температурах газовая смесь моделируется смесью атомарных и молекулярных газов ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{C}_2$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{NO}$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{CN}$ ,  $\text{C}$ ,  $\text{N}$ ,  $\text{O}$ ,  $\text{Ar}$ ), ионов ( $\text{CO}^+$ ,  $\text{C}^+$ ,  $\text{O}^+$ ,  $\text{O}_2^+$ ,  $\text{NO}^+$ ) и электронов. Вращательные степени свободы находятся в термодинамическом равновесии с поступательными. Колебательные степени свободы молекул  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{C}_2$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{NO}$ ,  $\text{O}_2$  и  $\text{CN}$  возбуждены неравновесно. Температура свободных электронов предполагается отличной от поступательной и колебательных температур молекул.

При расчете течения в качестве исходной принята кинетическая модель [1], являющаяся комбинацией схем неравновесных физико-химических превращений из работ [2, 3]. Коррекция модели неравновесных процессов проводится по трем измеряемым в ходе эксперимента в ТЭР ионизационным параметрам: квазистационарному значению электронной концентрации  $n_{eq}$ , времени достижения максимума электронных концентраций  $\tau_{i,max}$  и значению электронной концентрации в пике  $n_{e,max}$ . Тестовые расчеты показали сильную зависимость этих параметров от времени релаксации, констант скоростей реакций и кинетических моделей. Это позволяет осуществить выбор адекватной модели описания неравновесного течения в исследуемом диапазоне скоростей ударной волны, основываясь на сравнении данных численного и лабораторного экспериментов. На первом этапе были проведены тестовые расчеты ионизационных характеристик течения за фронтом ударной волны в марсианской смеси при скоростях  $v_s = 4 \div 9$  км/с по модели работы [1]. Расчетная зависимость  $n_{eq}(v_s)$  для этих тестовых расчетов приведена на рис. 1 (кривая 1). Легко заметить значительное отличие результатов расчетов, выполненных по кинетической модели [1], от экспериментальных данных. Это отличие (особенно существенное при скорости  $v_s < 5$  км/с и  $v_s > 7$  км/с) послужило основой для коррекции кинетической модели физико-химических превращений.

Ниже приведена схема неравновесных физико-химических процессов, обеспечивающая наилучшее согласие (кривая 2 на рис. 1) с данными эксперимента в ТЭР по измерению параметров ионизации в исследуемом диапазоне скоростей сильной ударной волны в смеси  $\text{CO}_2\text{--N}_2$ .

Предполагалось, что вращательные степени свободы молекул находятся в равновесии с поступательными, т. е.  $T_r = T$ .

При расчете колебательной релаксации молекул  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{CN}$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{C}_2$  принималось, что они обмениваются энергией в ходе VT-процессов и колебательно-диссоциационного взаимодействия (КДВ). При  $v_s > 8$  км/с для возбуждения колебаний молекул  $\text{CO}$  и  $\text{N}_2$  становится важным обмен энергией со свободными электронами в ходе реакции электронного удара. Колебательно-поступательный обмен  $p\tau_{VT}$  [атм · с] рассчи-

тывался по формуле Милликена — Уайта [11]

$$p\tau_{VT} = \exp [a(T^{-1/3} - b) - 18,42],$$

где  $a = 0,00116\mu^{0,5}\theta^{1,333}$ ;  $b = 0,015\mu^{0,25}$ ;  $p$  — давление;  $T$  — поступательная температура;  $\mu$  — приведенная масса сталкивающихся частиц;  $\theta$  — характеристическая колебательная температура молекулы. Нефизическое поведение времени релаксации при высоких температурах корректировалось для всех молекул введением поправки Парка [2]  $\tau_R = (n_t \sqrt{8kT/(\pi m)} \sigma_V)^{-1}$ , где  $n_t$  — плотность сталкивающихся частиц;  $m$  — средняя масса частиц газа;  $\sigma_V = \sigma'_V (50\,000/T)^2$  — сечение столкновения;  $\sigma'_V = 3 \cdot 10^{-17}$  см<sup>2</sup> (N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, NO),  $3 \cdot 10^{-18}$  см<sup>2</sup> (CO),  $10^{-16}$  см<sup>2</sup> (CO<sub>2</sub>). С учетом поправки Парка время VT-релаксации вычисляется по формуле  $\tau = \tau_{VT} + \tau_R$ .

Для учета КДВ в численной модели использована модель Н. М. Кузнецова [12], обобщенная на случай диссоциации молекулы CO<sub>2</sub>. Константа скорости диссоциации молекул учитывает влияние неравновесности аналогично модели CVDV [13] посредством введения фактора  $Z(T, T_V)$ , который для молекулы CO<sub>2</sub> имеет вид

$$Z(T, T_V) = \left( \prod_{j=1}^m Q_j(T) / \prod_{j=1}^m Q_j(T_{Vj}) \right) \exp \left[ -E_V^* \left( m / \sum_{i=1}^m T_{Vi} - 1/T \right) \right],$$

$$Q_j(T_f) = (1 - \exp(-\theta_j/T_f))^{-d_j}, \quad T_f = T \text{ или } T_f = T_{Vj}.$$

Значения коэффициентов для молекулы CO<sub>2</sub>:  $m = 3$ ,  $\theta_1 = 1903$  К,  $d_1 = 1$ ,  $\theta_2 = 945$  К,  $d_2 = 2$ ,  $\theta_3 = 3339$  К,  $d_3 = 1$ ,  $E_V^* = 34\,600$  К.

Для двухатомных молекул фактор  $Z(T, T_V)$  имеет вид

$$Z(T, T_V) = \frac{Q(T)}{Q(T_V)} \exp \left[ E_V^* \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{T_V} \right) \right], \quad E_V^* = \frac{D}{2},$$

где  $D$  — энергия диссоциации молекулы.

Отметим, что данная модель является одной из немногих моделей КДВ, описывающих влияние колебательной неравновесности на диссоциацию многоатомной молекулы, поэтому она используется в уточненной кинетической модели для учета колебательно-диссоциационного обмена.

При построении системы физико-химических процессов использовались в основном две известные модели кинетики реакций диссоциации и обменных процессов, представленные в работах [1, 2]. Численный эксперимент показал, что наилучшее согласие с результатами измерений ионизации за фронтом ударной волны при  $4 \text{ км/с} < v_s < 9 \text{ км/с}$  обеспечивает кинетическая модель, в которой диссоциация CO<sub>2</sub> описывается с использованием константы прямого процесса  $k_d$  [см<sup>3</sup>/(моль·с)], для Ag равной  $k_d = (1,7 \cdot 10^{20})T^{-1,5} \exp(-63\,275/T)$ ; процесс диссоциации (рекомбинации) двухатомных молекул и обменных реакций рассчитывается согласно данным работы [1]; кинетика обменных реакций формирования NO соответствует схеме Я. Б. Зельдовича с использованием двухтемпературных констант скоростей реакций, предложенных в [14].

Ионизация в зоне релаксации за фронтом ударной волны в исследуемом диапазоне скоростей описывается реакциями ассоциативной ионизации и ионизации атомов электронным ударом. Основным процессом образования электронов в этих условиях является ассоциативная ионизация с формированием иона NO<sup>+</sup>. Вариация констант скоростей реакций ассоциативной ионизации, предложенных авторами [1, 15, 16], показала сильную зависимость процессов ионизации от выбора значений констант. Поэтому в данной работе большое внимание уделено повышению точности измерений  $n_i$ ,  $n_e$ , особенно в области

относительно низких значений скорости ударной волны ( $v_s < 5$  км/с), в которой обнаружено заметное отличие данных измерений от результатов расчета  $n_e$ , полученных с использованием общепринятых моделей.

Рис. 2 демонстрирует влияние выбора модели кинетики реакций ассоциативной ионизации на профили  $n_e = n_e(x)$  при  $v_s = 4,15$  км/с,  $p_0 = 53,3$  Па. Линии 1–4 соответствуют  $n_e(x)$ , рассчитанным при использовании констант скоростей реакций ассоциативной ионизации из работ [1, 3, 15, 16]. Сплошные кривые получены при описании диссоциации  $\text{CO}_2$  константой скорости, предлагаемой в данной работе. Штриховые кривые соответствуют расчету по модели диссоциации  $\text{CO}_2$  из работы [1]. На рис. 2 видно, что ионизация хорошо описывается кинетикой работы [3] (линия 2). В работе [2] приведены данные по константам скоростей реакций ионизации атомов С и О электронным ударом. Включение этих реакций в кинетическую модель не влияет на ионизацию при  $v_s < 8$  км/с и приводит к увеличению  $n_{eq}$  при  $v_s \geq 8$  км/с.

Резонансно быстрые реакции обмена зарядом между нейтральными и положительно заряженными атомами и молекулами играют важную роль в формировании ионизованных компонентов высокотемпературной смеси. Кинетические данные по скоростям реакций перезарядки весьма ограничены. В модель включены реакции перезарядки, приведенные в [2]. Тестовые расчеты и сравнение с измеренными данными по электронным плотностям указывают на удовлетворительное описание основной системы реакций процессов перезарядки. Исключение составляют реакции  $\text{O}_2 + \text{C}^+ = \text{O}_2^+ + \text{C}$  и  $\text{CO} + \text{C}^+ = \text{CO}^+ + \text{C}$ , константы скоростей которых, приведенные в [2], явно завышены. В данной кинетической модели они уменьшены в 10 раз.

Температура свободных электронов определяется из уравнения баланса энергии электронного газа [17]. Предполагается, что электроны теряют (приобретают) энергию при упругих и неупругих соударениях с нейтральными и заряженными тяжелыми компонентами плазмы.

В реакциях ассоциативной ионизации электроны “рождаются” горячими с температурой порядка поступательной температуры газа [18].

Наличие в смеси высоких концентраций молекул  $\text{N}_2$  и  $\text{CO}$  приводит к необходимости учета в энергетике электронов потери их энергии в реакциях электронно-колебательного (EV) обмена  $\text{N}_2(v) + e = \text{N}_2(v') + e$  и  $\text{CO}(v) + e = \text{CO}(v') + e$  ( $v, v'$  — номера колебательных уровней основного электронного состояния), протекающих с резонансно высокими скоростями через образование нестабильных отрицательных ионов  $\text{N}_2^-$  и  $\text{CO}^-$  [19]. EV-процессы во многом определяют распределение  $T_e$  в зоне релаксации [17]. Скорости потери энергии электронов на ионизацию и возбуждение метастабильных электронных состояний молекул и атомов электронным ударом, возбуждение вращательных степеней свободы и диссоциацию молекул смеси в соударениях с электронами также учтены в уравнении баланса энергии электронного газа.

На рис. 5 представлены расчетные распределения поступательной температуры  $T$ , колебательных температур  $T_{v,\text{N}_2}$  и  $T_{v,\text{CO}}$  молекул  $\text{N}_2$  и  $\text{CO}$  и электронной температуры  $T_e$  в зоне релаксации (кривые 1–4 соответственно) при  $v_s = 7$  км/с и  $p_0 = 26,7$  Па. Качественный характер расчетного распределения  $T_e$  и количественные данные соответствуют экспериментальным (см. рис. 4). Непосредственно за фронтом волны за счет энергии быстрых электронов реакции ассоциативной ионизации температура электронов резко возрастает. В ходе реакций EV-обмена электроны теряют энергию на возбуждение колебательных степеней свободы молекул  $\text{CO}$  и  $\text{N}_2$ . Рост электронной температуры в квазистационарной области связан с увеличением колебательной температуры молекул в ходе VT-процессов и перераспределением колебательной энергии молекул в свободные электроны.

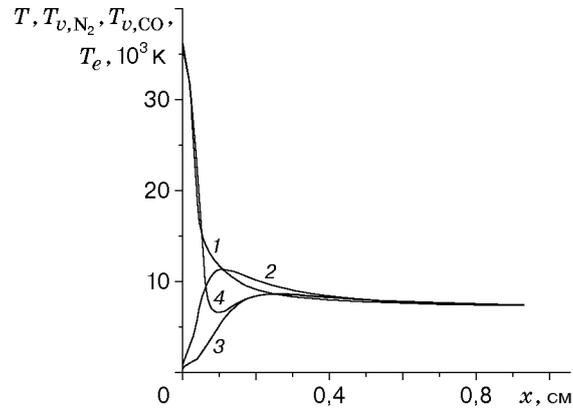


Рис. 5

Сравнение расчетных данных с результатами измерений показывает, что наилучшее их согласие обеспечивает кинетическая модель, отличающаяся от широко используемых в аналогичных исследованиях моделей [1, 2] выбором констант скоростей реакций, приводящих к более слабой диссоциации молекул  $\text{CO}_2$ , замедлению реакций обмена зарядом с участием ионов  $\text{C}^+$  и реакций ионизации атомов  $\text{C}$  и  $\text{O}$  электронным ударом; применением модели колебательно-диссоциационного взаимодействия Н. М. Кузнецова; описанием кинетики формирования молекул  $\text{NO}$  на основе многотемпературных констант скоростей реакций Я. Б. Зельдовича [14]; использованием модели [3] при описании ассоциативной ионизации; учетом неравновесного характера распределения температуры свободных электронов. Скорректированная кинетическая модель позволила получить хорошее согласие с данными измерений ионизационных характеристик зоны релаксации в исследуемом диапазоне скоростей ударной волны.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Gupta R. N., Lee K. P.** An aerothermal study of MESUR Pathfinder aeroshell. N. Y., 1994. (Paper / AIAA; N 94-2025).
2. **Park C., Howe J. T., Jaffe R. L., Candler G. V.** Review of chemical kinetic problem of future NASA mission. II. Mars entries // *J. Thermophys. Heat Transfer*. 1994. V. 8, N 1. P. 9–23.
3. **Evans J. S., Schexnayder (Jr.) C. J., Grose W. L.** Effects of nonequilibrium ablation chemistry on Viking radio blackout // *J. Spacecraft Rockets*. 1974. V. 11, N 2. P. 84–88.
4. **Russian** aeronautical test facilities. Arlington: ANSER Center for Intern. Aerospace Coop., 1995.
5. **Gorelov V. A., Kildushova L. A., Kireev A. Yu.** Ionization particularities behind intensive shock waves in air at velocities of 8–15 km/s. N. Y., 1994. (Paper / AIAA; N 94-2051).
6. **Горелов В. А., Кильдюшова Л. А.** Особенности процессов ионизации и излучения за сильными ударными волнами в воздухе // *ПМТФ*. 1987. № 6. С. 23–28.
7. **Горелов В. А., Кильдюшова Л. А.** Особенности характеристик цилиндрических электрических зондов в переходном режиме в сверхзвуковом потоке плазмы // *Теплофизика высоких температур*. 1985. Т. 23, № 2. С. 360–365.
8. **Горелов В. А., Кильдюшова Л. А.** О цилиндрических зондах в сверхзвуковом потоке плазмы // *Журн. техн. физики*. 1984. Т. 54, вып. 3. С. 653–655.
9. **Chen S. L., Sekiguchi T.** Instantaneous direct-display system of plasma parameters by mean of triple probe // *J. Appl. Phys.* 1965. V. 36, N 8. P. 2363–2375.

10. **Бабиков П. Е., Егоров И. В.** Библиотека программ для автоматизированного численного решения задач физической аэрогидродинамики // Тр. X Юбил. науч.-техн. конф. ЦАГИ по аэродинамике больших скоростей. М.: Изд-во ЦАГИ, 1990. С. 112–134.
11. **Milliken R. C., White D. R.** Systematics of vibrational relaxation // J. Chem. Phys. 1963. V. 39, N 12. P. 3209–3213.
12. **Сергиевская А. Л., Ковач Э. А., Лосев С. А.** Опыт информационно-математического моделирования в физико-химической кинетике. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1995.
13. **Treanor C. E., Marrone P. V.** Effects of dissociation on the rate of vibrational relaxation // Phys. Fluids. 1962. V. 5, N 9. P. 1022–1026.
14. **Bose D., Candler G. V.** Simulation of hypersonic flows using a detailed nitric oxide formation model. N. Y., 1996. (Paper / AIAA; N 96-1801).
15. **Мартин Дж.** Вход в атмосферу. М.: Мир, 1968.
16. **Moss J. N., Bird G. A., Dogra V. K.** Nonequilibrium thermal radiation for an aeroassist flight experiment vehicles. N. Y., 1988. (Paper / AIAA; N 88-0081).
17. **Gorelov V. A., Gladyshev M. K., Kireev A. Y., et al.** Experimental and numerical study of nonequilibrium NO and  $N_2^+$  emission in shock layer // J. Thermophys. Heat Transfer. 1998. V. 12, N 2. P. 172–179.
18. **Касьянов В. А., Подлубный Л. Л.** О теории ассоциативной ионизации // Тр. Юбил. конф. Моск. энерг. ин-та. Сер. физ. М.: Моск. энерг. ин-т, 1967. С. 131–138.
19. **Schultz G. J.** Vibrational excitation of  $N_2$ , CO and  $H_2$  by electron impact // Phys. Rev. A. 1966. V. 135, N 4. P. 531–536.

*Поступила в редакцию 5/XI 1999 г.,  
в окончательном варианте — 28/II 2000 г.*

---