

01;02;03;04;09

Вычисление констант скоростей реакций диссоциативной и тройной рекомбинации ионов аргона на основе результатов баллистических экспериментов

© Н.Н. Пилюгин

Научно-исследовательский институт механики Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, 119899 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 30 мая 1995 г. В окончательной редакции 4 ноября 1995 г.)

Проведены анализ и обработка экспериментальных данных по изменению электронной концентрации в следе за телом, летящим в аргоне при давлениях $p_\infty = 30-100$ мм рт.ст. и скоростях $V_\infty = 3.4-4.9$ км/с. Предложена схема реакций, учитывающая рекомбинацию заряженных частиц, процессы ионной конверсии, возбужденные состояния атома. Используя решение уравнений неравновесного пограничного слоя для течения в следе, поставлена обратная задача определения констант скоростей диссоциативной рекомбинации $Ar_2^+ + e \rightarrow Ar + Ar$ и тройной рекомбинации $Ar^+ + e + Ar \rightarrow Ar + Ar$. С использованием приближения "ближайшего соседа" теоретически получено выражение для коэффициента тройной рекомбинации в зависимости от температуры и давления. Многочисленными решениями обратных задач и сравнением с экспериментами доказана справедливость полученного коэффициента тройной рекомбинации. Показано, что это выражение справедливо для умеренных давлений и дополняет результат Питаевского для низких давлений и Ланжевена для высоких давлений.

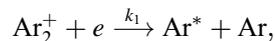
Введение

Неравновесное течение частично ионизованного газа в следе за телом, летящим в баллистической трассе с гиперзвуковой скоростью, характеризуется изменением давлений от нескольких атмосфер до нескольких Тор, температур от 8000 до 300 К и протяженностью зоны реакций свыше 10^4 калибров тела. Поэтому в баллистическом эксперименте только за один опыт удается зафиксировать неравновесные физико-химические процессы в большом интервале изменения термодинамических параметров [1]. Благодаря современным достижениям в математической теории обработки информации и моделировании гиперзвуковых течений в следах стало возможным использовать обширную информацию, полученную в баллистических экспериментах [2-4]. В [5] с помощью электродинамического метода проведены измерения проводимости и электронной концентрации n_e в следе за моделями, летящими в аргоне в диапазоне скоростей $V_\infty = 3.3-4.9$ км/с и давлений $p_\infty = 30-100$ Тор. Используя результаты измерений [5], из решения обратной задачи в [2] были найдены константа скорости $k_r(T)$ диссоциативной рекомбинации $Ar_2^+ + e$, а также числа Шмидта и Прандтля. При обработке в [2] использована теория ламинарного пограничного слоя и только 3 эксперимента из [5], приближенно удовлетворяющие (по характерному числу Рейнольдса) этому режиму течения. В данной работе проведена обработка всех семи измерений [5] на основе турбулентной модели течения в следе [3] (как считают авторы [5], эта модель лучше соответствует наблюдениям). Получено выражение для эффективной константы скорости рекомбинации, на основе которого удалось найти истинные константы скоростей диссоциативной и тройной рекомбинации. Для подтверждения

выведенной зависимости константы скорости тройной рекомбинации от температуры проведена дополнительная обработка экспериментов, где исследовалась реакция $Al^+ + e + N_2 \rightarrow Al + N_2$. Показано, что и для этой реакции хорошо выполняется предложенная модель для коэффициента тройной рекомбинации.

Модель кинетики с участием заряженных частиц в следе за телом, летящим в аргоне

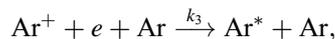
Рассмотрим следующие наиболее вероятные процессы, протекающие в следе около тела при движении в аргоне [6-10]: 1) диссоциативная рекомбинация



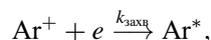
2) конверсия атомарных ионов



3) тройная рекомбинация



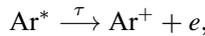
4) реакция захвата



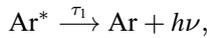
5) тушение соударением



б) распад атома



7) высвечивание возбужденного состояния



Здесь A^* — атом в возбужденном состоянии. Обозначим числовые концентрации Ar , Ar^+ , Ar_2^+ , Ar^+ соответственно через n_a , n_1 , n_2 , n_* . Тогда в простейшем случае (без учета диффузии) уравнения кинетики в следе примут вид

$$\frac{dn_e}{dt} = -k_1 n_2 n_e - k_3 n_e n_a n_1 - k_{\text{захв}} n_1 n_e + \frac{n_*}{\tau}, \quad (1)$$

$$\frac{dn_*}{dt} = k_1 n_2 n_e + k_3 n_e n_a n_1 - k_{\text{захв}} n_1 n_e + \frac{n_*}{\tau} - k_{\text{туш}} n_* n_a - \frac{n_*}{\tau_1}, \quad (2)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = -k_1 n_2 n_e + [k_{2b} n_1 n_a^2 - k_{2f} n_2 n_a]. \quad (3)$$

К этим уравнениям добавляются условие квазинейтральности

$$n_e = n_1 + n_2 \quad (4)$$

и выражение для полного числа частиц

$$\frac{p}{kT} = n_1 + n_2 + n_e + n_* + n_a. \quad (5)$$

На основе имеющихся констант для подобных процессов [7–12] проведем оценки правых частей уравнений (2), (3) для данных экспериментов. При $n_e \approx 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $n_1 \approx n_2 \approx 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $T = 10^3 \text{ K}$, $n_a = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $k_1 \approx 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$, $k_{2b} = 10^{-31} \text{ см}^6/\text{с}$, $k_{2f} = 10^{-14} \text{ см}^3/\text{с}$, $k_{\text{туш}} = 10^{-15} \text{ см}^3/\text{с}$, $\tau = 10^{-6} \text{ с}$, $\tau_1 \approx 10^{-8} \text{ с}$. Оценки слагаемых в (3) показывают, что реакция ионной конверсии протекает квазиравновесным образом, т. е. имеет место равенство

$$\frac{n_1 n_a}{n_2} = \frac{k_{2f}}{k_{2b}} = K_p(T), \quad (6)$$

где $K_p(T)$ — константа равновесия для процессов ионной конверсии, равная [11]

$$K_p(T) = \frac{g_0 g_1}{g_2} \frac{1}{2\pi r_i^2} \sqrt{\frac{MkT}{4\pi h^2}} e^{-\frac{E_d}{kT}} \cdot \left(1 - e^{-\frac{h\nu_e}{kT}}\right), \quad (7)$$

где g_0 , g_1 , g_2 — статистические веса атома, атомарного и молекулярного ионов соответственно; M — масса атома; $r_i = 2.434 \text{ \AA}$ — расстояние между ядрами [8,13]; $\nu_e = 1.5807 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ — частота колебательного кванта; $E_d = 0.5 \text{ эВ}$ — энергия диссоциации молекулярного иона (Ar_2^+).

Из (4), (6) следуют соотношения

$$n_2 = \frac{n_e}{1 + \frac{K_p}{n_a}}, \quad n_1 = \frac{\frac{K_p}{n_a} n_e}{1 + \frac{K_p}{n_a}}. \quad (8)$$

Из оценок слагаемых в уравнении (2) следует $dn_*/dt \approx 0$, что приводит к следующему выражению для квазистационарной концентрации возбужденных атомов:

$$n_* = \frac{k_{\text{захв}} n_1 n_e + k_1 n_2 n_e + k_3 n_e n_1 n_a}{k_{\text{туш}} n_a + \tau^{-1} + \tau_1^{-1}}. \quad (9)$$

Если подставить (8), (9) в (1), то уравнение кинетики для электронов примет вид

$$\frac{dn_e}{dt} = -k_{\text{эф}}(T) n_e^2, \quad (10)$$

$$k_{\text{эф}}(T) = \frac{\left[1 - \left(k_{\text{туш}} n_a \tau + \frac{\tau}{\tau_1} + 1\right)^{-1}\right] \left[k_1 + k_3 K_p + \frac{k_{\text{захв}} K_p}{n_a}\right]}{1 + \frac{K_p}{n_a}}. \quad (11)$$

Оценки двух последних слагаемых в (11) дают порядки величин $k_{\text{туш}} n_a \tau \approx 3 \cdot 10^1 \gg 1$, $\tau/\tau_1 \sim 10^2 \gg 1$, $k_{\text{захв}} (K_p/n_a) \approx 10^{-9} \ll k_1$. Таким образом, из этих оценок и (11) следует

$$k_{\text{эф}}(T) \approx \frac{k_1 + k_3 K_p(T)}{1 + \frac{K_p(T)}{n_a}}. \quad (12)$$

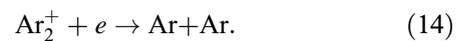
Выражение (12) содержит константы скоростей диссоциативной рекомбинации $k_1(T)$ и тройной рекомбинации $k_3(T)$, где третьей частицей является атом Ar . Полученное выражение (12) и ранее найденные из экспериментов значения $k_{\text{эф}}(T)$ позволяют в принципе найти $k_1(T)$ и $k_3(T)$. Вид этих зависимостей находился в соответствии с теоретическими моделями [7,9,12]

$$k_1(T) = \frac{k_{10}}{T^m}, \quad k_3(T) = \frac{k_{30}}{T^n}. \quad (13)$$

Расчет эффективной скорости рекомбинации $k_r^{\text{эф}}$ электронов с ионами аргона по результатам измерений в следе за телом

В начале проведем решение обратной задачи по определению эффективной константы скорости реакции из измерений [5] и (10), (11) при следующих довольно общих основных допущениях.

1. Основной реакцией в следе за телом при $x/D = 50-500$ для электронов, согласно выше приведенным соотношениям, является эффективная реакция



2. Константа скорости реакции с точностью до постоянной k_0 имеет вид

$$k_{\text{эф}}(T) = k_0 \tilde{k}(T) \text{ (см}^3/\text{с)},$$

где функция $\tilde{k}(T)$ выбирается дальше.

3. Используется решение уравнений неравновесного пограничного слоя, описывающих течение в дальнейшем

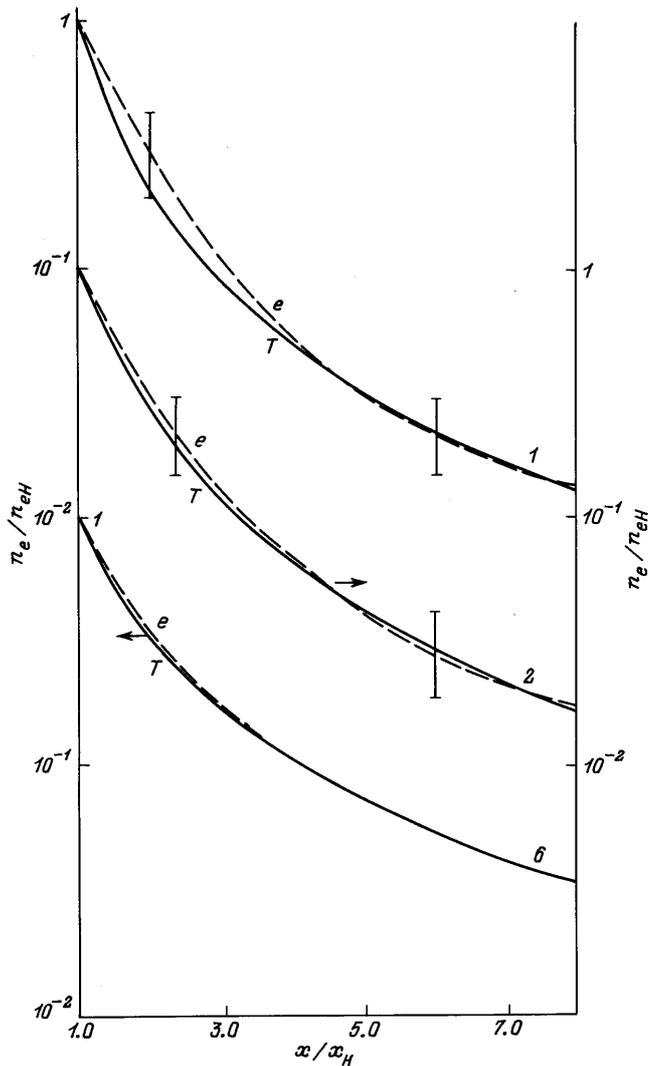


Рис. 1.

турбулентном изобарическом следе [6]. В этом случае в [6] получена следующая формула для распределения температуры вдоль оси следа:

$$\frac{T}{T_\infty} = 1 + (\gamma - 1)M_\infty^2 \left(1 - \frac{C_H}{C_x}\right) C_x \text{Pr} U_0(x),$$

$$U_0(x) = 2.72 \left(\frac{x}{\sqrt{C_x S}}\right)^{-2/3}, \quad (15)$$

где x — координата вдоль оси следа; C_x, C_H — коэффициенты сопротивления и теплообмена тела; S — площадь мицеля тела; $\text{Pr} = 0.7$ — турбулентное число Прандтля; γ — отношение теплоемкостей.

Коэффициент конвективного теплообмена при обтекании сферы инертным газом находился в соответствии с рекомендациями [11].

С учетом сделанных предположений, используя методику [4,6] для реакции (14) с учетом квазинейтральности, получим уравнение кинетики для мольно-массовой

концентрации электронов Ψ на оси следа

$$\frac{d\Psi}{dx} + \frac{2}{3} \frac{\Psi}{x} = -\Gamma(x)\Psi^2,$$

$$\Psi = \Psi_H, \quad x = x_H,$$

$$\Gamma = \frac{\rho_\infty \rho_0 D k_{\text{эф}}(T)}{V_\infty \mu_\infty}, \quad \rho_0 = \frac{T_\infty}{T}, \quad \Psi = \frac{c_e \mu_\infty}{\mu_e}, \quad (16)$$

где ρ_0 — безразмерная плотность газа на оси следа; μ_∞, μ_e — средний молекулярный вес газа и массы электрона; D — диаметр модели; V_∞ — скорость модели.

Уравнение (16) решается в квадратурах в безразмерных переменных

$$\theta_e = \frac{\Psi}{\Psi_H}, \quad y = \frac{x}{x_H}, \quad \frac{T}{T_\infty} = t = 1 + \frac{A}{y^{2/3}}. \quad (17)$$

Решение (16) запишется в виде

$$\theta_e = y^{-2/3} (1 + B_1 J_1(y))^{-1},$$

$$B_1 = 3\sqrt{A} \frac{\rho_\infty D k_0 \Psi_H x_H}{V_\infty \mu_\infty},$$

$$J_1 = \int_{\sqrt{A} y^{-1/3}}^{\sqrt{A}} \frac{dv \tilde{k}(T_\infty(1+v^2))}{v^2 (1+v^2)}. \quad (18)$$

Учитывая связь мольно-массовой концентрации Ψ с объемной n_e в виде $n_e = \Psi \cdot \rho / \mu_\infty$, из (18) получим выражение

$$F(y) = \frac{n_e(y)}{n_{eH}} = \frac{t(1)}{t(y)} \frac{1}{y^{2/3}} \frac{1}{1 + B_1 J_1(y)}, \quad (19)$$

$$U(y) = \frac{n_e(y)}{n_{eH}} \frac{t(y)}{t(1)} y^{2/3} = \frac{1}{1 + B_1 J_1(y)}. \quad (20)$$

По измеренным значениям n_e и n_{eH} с помощью соотношения (19) находятся k_0 и другие константы, определяющие температурную зависимость $k_{\text{эф}}(T)$. В случае $k_{\text{эф}} = k_0/T^m$ методика решения обратной задачи идентична изложенной в [4].

Численное решение для всех 7 экспериментов дало значения k_0 и m , приведенные в таблице, где для каждого эксперимента даны скорость V_∞ и давление p_∞ в газе, измеренные начальные значения n_{eH} (при $x_H/D = 50$). На рис. 1 приведено сопоставление измеренных (кривые

Номер эксперимента	V_∞ , км/с	p_∞ , Тор	k_0 , $\frac{\text{см}^3}{\text{с}} \cdot \text{К}^m$	m	$n_{eH} \cdot 10^{-11}$ см ⁻³
1	4.9	100	$1.194 \cdot 10^{-2}$	1.5	8.03
2	4.2	100	$4.896 \cdot 10^{-2}$	1.7	3.73
3	3.5	100	$1.999 \cdot 10^{-2}$	1.6	1.83
4	3.5	80	$5.411 \cdot 10^{-3}$	1.4	1.39
5	3.6	60	$1.595 \cdot 10^{-3}$	1.2	1.00
6	3.5	40	$1.838 \cdot 10^{-3}$	1.2	0.645
7	3.3	30	$1.316 \cdot 10^{-4}$	1.0	0.464

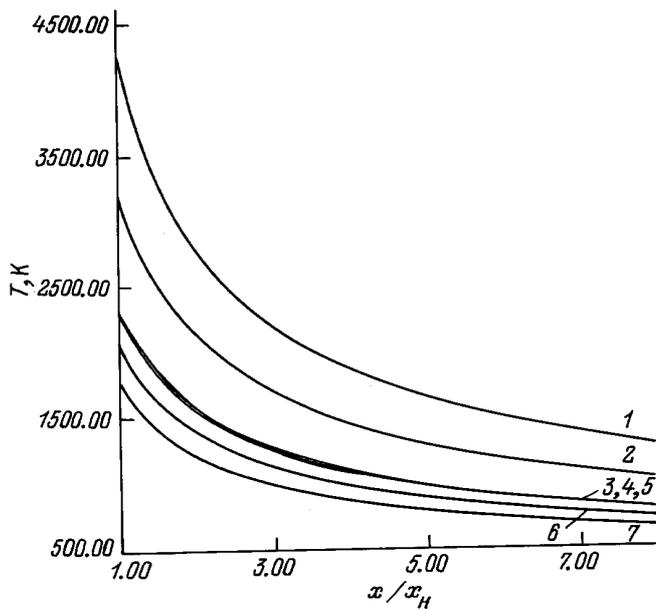


Рис. 2.

с индексом e) и рассчитанных (кривые с индексом T) распределений $F(y)$ для экспериментов (1, 2, 6) соответственно, вертикальная черта отмечает доверительный интервал. Для построения интервальных оценок k_0 и $F(y)$ использованы соотношения, подробно рассмотренные в [3,4].

На рис. 2 приведены распределения температуры вдоль оси следа, где номера кривых соответствуют номерам экспериментов из таблицы, а на рис. 3 — зависимости от температуры найденного эффективного коэффициента диссоциативной рекомбинации $k_{эф} = k_0/T^m$. Кривые 1-7 соответствуют номерам экспериментов. Ана-

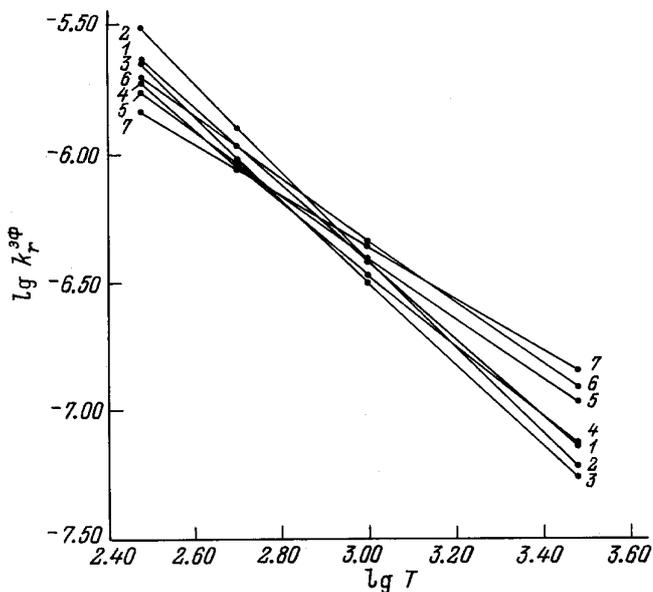


Рис. 3.

лиз расчетов показал, что начальные условия (V_∞, p_∞) заметно влияют на зависимость $k_{эф}(T)$. Полученная зависимость $k_{эф}$ от V_∞ и p_∞ свидетельствует о том, что необходимо использовать формулу (12).

Метод решения обратной задачи и результаты численного решения

Для нахождения четырех параметров k_{10}, m, k_{30}, n из (12) определяется минимум суммы (МНК) для каждого эксперимента

$$S = \sum_{i=1}^N (y_i^э - y_i^T)^2, \quad (21)$$

где $y_i^э$ — коэффициент, найденный из эксперимента (см. таблицу); y_i^T — теоретическое выражение (12), содержащее искомые константы,

$$y_i^T = \frac{k_{10}T_i^{-m} + k_{30}T_i^{-n}K_p(T_i)}{1 + K_p(T_i)n_a^{-1}(T_i)}, \quad (22)$$

где N — число точек, на которое разбивался каждый температурный интервал.

В силу нелинейной зависимости $S(k_{10}, m, k_{30}, n)$ минимум функции находился прямым методом координатного спуска [14]. Искомые параметры искались в интервалах $0.5 \leq m \leq 2.0, 0.3 \leq n \leq 1.6$. Число узлов бралось равным $N = 11$. Поиск минимума заканчивался при выполнении неравенства

$$|\alpha^{(k+1)} - \alpha^{(k)}| < \varepsilon \alpha^{(k)},$$

где $\alpha = \{k_{10}, m, k_{30}, n\}$, k — номер итерации, $\varepsilon = 0.01$ — заданная точность.

Из расчетов следует очень хорошее ($\leq 1\%$) соответствие между $k_{эф}(T)$ и зависимостью (22) при найденных оптимальных α . Анализ данных показывает, что зависимость k_1 от температуры близка к $T^{-1.5}$, что соответствует теоретическим представлениям [8]. Результаты расчетов искомых констант α для всех экспериментов подвергались далее статистической обработке. Выборочное среднее \bar{a} , истинное значение \hat{a} и выборочная дисперсия $\hat{\sigma}$ для найденных коэффициентов подсчитывались по формулам из [15,16]. При обработке данных принималось, что уровень значимости $\alpha = 0.01, N = 7$, коэффициент Стьюдента для $(N - 1)$ степеней свободы $t_\alpha = 3.71$. В результате получено

$$\bar{k}_{10} = 8.83 \cdot 10^{-3} \frac{\text{см}^3}{\text{с}} K^m, \quad 0.553 \leq \frac{\hat{k}_{10}}{10^{-2}} \leq 1.149, \quad (23)$$

$$m = 1.458, \quad 1.386 \leq m \leq 1.530. \quad (24)$$

Аналогично для коэффициента скорости тройной рекомбинации получаем

$$\bar{k}_{30} = 1.63 \cdot 10^{-23} \frac{\text{см}^6}{\text{с}} K^n, \quad 0.855 \leq \frac{\hat{k}_{30}}{10^{-23}} \leq 3.11, \quad (25)$$

$$\bar{n} = 0.468, \quad 0.383 \leq \hat{n} \leq 0.552. \quad (26)$$

Отметим, что зависимости для коэффициента диссоциативной рекомбинации, полученные в [2] и использованные в [5], являются статистически неразличимыми по критерию Фишера с формулой (23).

Для полученного коэффициента тройной рекомбинации (формула (25)) отметим следующие особенности: 1) величина $k_3(T)$ при $T \sim 1000$ К значительно выше (на несколько порядков), чем дают теории Томсона и Питаевского [8,17]; 2) значение $k_3(T)$ для реакции $\text{Ar}^+ + e + \text{Ar} \rightarrow \text{Ar} + \text{Ar}$ близко к величине аналогичного коэффициента, полученного в [18], для реакции $\text{Ar}^+ + e + \text{N}_2 \rightarrow \text{Ar} + \text{N}_2$; 3) зависимость k_3 от T близка к $T^{-0.5}$, что отличается от зависимостей, полученных Томсоном и Питаевским [8,17].

Отмеченные факты требуют теоретического объяснения, что излагается ниже. На основе полученной выше обработки и формул (25) и (26) данные пересчитаны к теоретически более достоверным зависимостям

$$k_1 = \frac{\tilde{k}_{10}}{T^{1.5}}, \quad k_3 = \frac{\tilde{k}_{30}}{T^{0.5}}. \quad (27)$$

Расчеты показали, что величина \tilde{k}_{10} для всех экспериментов примерно одинакова и не зависит от p_∞ , в то же время величина \tilde{k}_{30} заметно меняется от давления. Это заставляет более детально рассмотреть процесс тройной рекомбинации $e + A^+ + A \rightarrow A + A$.

Вывод выражения для коэффициента тройной рекомбинации

Вначале проведем оценки длин свободного пробега в плазме следа для характерных значений: $T \approx 2 \cdot 10^3$ К, $n_a = 3 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$, $n_e = 10^{11}$ см $^{-3}$, $\sigma_{ea} = 10^{-15}$ см 2 . Длина свободного пробега электронов при кулоновском взаимодействии с ионом [10] равна $l_{ei} \approx 1.4$ см. Длина свободного пробега электрона при взаимодействии с атомом составляет $\lambda_{ea} \approx 3 \cdot 10^{-3}$ см. Среднее расстояние между атомами

$$R_0 = \left(\frac{4\pi}{3} n_a \right)^{-1/3} \approx 2.3 \cdot 10^{-6} \text{ см} \ll \lambda_{ea} \ll l_{ei}. \quad (28)$$

Оценим с точностью до числового коэффициента порядка единицы скорость тройной рекомбинации в присутствии атома в качестве третьей частицы, повторяя ход аналогичных рассуждений для $A^+ + e + e \rightarrow A + e$, рассмотренный в [8,10]. Предложим, что электрон может захватиться ионом A^+ на замкнутую орбиту и рекомбинировать, если он пролетает мимо иона на таком прицельном расстоянии r_0 , что потенциальная энергия притяжения к иону e^2/r_0 была больше или порядка средней кинетической энергии электрона $\sim (3/2)kT$. Следовательно, $e^2/r_0 \approx (3/2)kT$ откуда найдем эффективный

радиус кулоновского взаимодействия ($e + A^+$) или критический радиус Томсона

$$r_0 \approx \frac{2e^2}{3kT}. \quad (29)$$

Число таких столкновений в 1 см 3 в 1 с равно

$$n_e \bar{v}_e \pi r_0^2 n_i, \quad (30)$$

где \bar{v}_e — средняя тепловая скорость электрона, n_i — концентрация ионов.

Для того чтобы произошел захват, необходимо, чтобы, пролетая мимо иона, электрон провзаимодействовал с атомом, которому могла быть передана выделяющаяся при захвате потенциальная энергия. Тогда вероятность того, что в момент столкновения электрона с ионом по соседству, т.е. на расстоянии R_0 окажется третья частица, приближенно равная среднему числу частиц в объеме $(4/3)\pi R_0^3$, т.е. $(4/3)\pi R_0^3 n_a$. С учетом этого и (30) для числа актов рекомбинации в так называемом приближении "ближайшего соседа" получим

$$z_{\text{рек}} = n_e \bar{v}_e \pi r_0^2 n_i \frac{4}{3} \pi R_0^3 n_a = n_e n_i n_a \pi \bar{v}_e \left(\frac{2e^2}{3kT} \right)^2 \frac{1}{n_a}. \quad (31)$$

Отсюда искомый коэффициент тройной рекомбинации равен ($\beta_a \equiv k_3$)

$$\beta_a = \pi \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_e}} \frac{4}{9} \frac{e^4}{kT p} \equiv \frac{\beta_0}{T \sqrt{T} n_a}. \quad (32)$$

Полученная зависимость k_3 в (32) отличается от формулы Л.П. Питаевского [17] для процесса $A^+ + e + A \rightarrow A + A$

$$\beta_a^{\text{П}} = \frac{2^5 \sqrt{2\pi} \sqrt{m_e} e^6 \sigma_{ea}}{3(kT)^{5/2} M_a}. \quad (33)$$

Анализ вывода [17] формулы (33) показывает, что она получена в предположении, что длины свободного пробега соотносятся как $l_{ei} \lesssim \lambda_{ea}$. Используя выше приведенные соотношения, нетрудно отсюда получить ограничение на величину давления

$$p(\text{Тор}) \lesssim 3.05 \cdot 10^{-24} \frac{n_e}{T \sigma_{ea}}. \quad (34)$$

При $n_e \approx 10^{12}$ см $^{-3}$, $T = 2 \cdot 10^3$ К $\sigma_{ea} = 10^{-15}$ см 2 , отсюда следует, что $p < 2 \cdot 10^{-3}$ атм ≈ 1.5 мм рт.ст. Таким образом, формула (33) неприменима для экспериментов в следе из-за ограничения по давлению.

Результаты методических расчетов

Из (32) следует, что величина

$$\beta_a p \sqrt{kT} \approx \text{const}. \quad (35)$$

Были выполнены прямые расчеты поиска оптимальных параметров k_{10} , n , β_0 , n , где в качестве теоретического

коэффициента рекомбинации вместо (22) бралось в соответствии с (35) выражение

$$y_i^T = \frac{k_{10}T_i^{-m} + \beta_0 T_i^{-(n+1)} K_p(T_i) n_a^{-1}(T_i)}{1 + K_p(T_i) n_a^{-1}(T_i)}, \quad (36)$$

где параметры искались в интервале $1.45 \leq m \leq 1.55$, $0.45 \leq n \leq 0.55$.

Считая измерения равноточными, в результате статистической обработки по формулам [16] полученных данных для коэффициента диссоциативной рекомбинации найдено

$$\bar{k}_{10} = 1.17 \cdot 10^{-2} \frac{\text{см}^3}{\text{с}} K^{\bar{m}}, \quad 1.06 \leq \frac{\hat{k}_{10}}{10^{-2}} \leq 1.29, \\ \bar{m} = 1.500, \quad 1.498 \leq \hat{m} \leq 1.502, \quad (37)$$

что хорошо согласуется с другими данными [7,8]. Аналогично для коэффициента скорости тройной рекомбинации получаем

$$k_3 = \frac{k_{30}}{\sqrt{T}} \frac{100}{p(\text{Тор})}, \\ \bar{k}_{30} = 1.36 \cdot 10^{-23} \frac{\text{см}^6}{\text{с}} K^{\bar{n}}, \quad \bar{n} = 0.500, \\ 1.03 \leq \frac{\hat{k}_{30}}{10^{-23}} \leq 1.78, \quad 0.499 \leq \hat{n} \leq 0.501. \quad (38)$$

Результаты расчетов с этими константами приведены на рис. 4 и 5, где сплошные линии — $y^3(T)$, штриховые — расчеты по формуле (36) и найденным оптимальным константам (37) и (38).

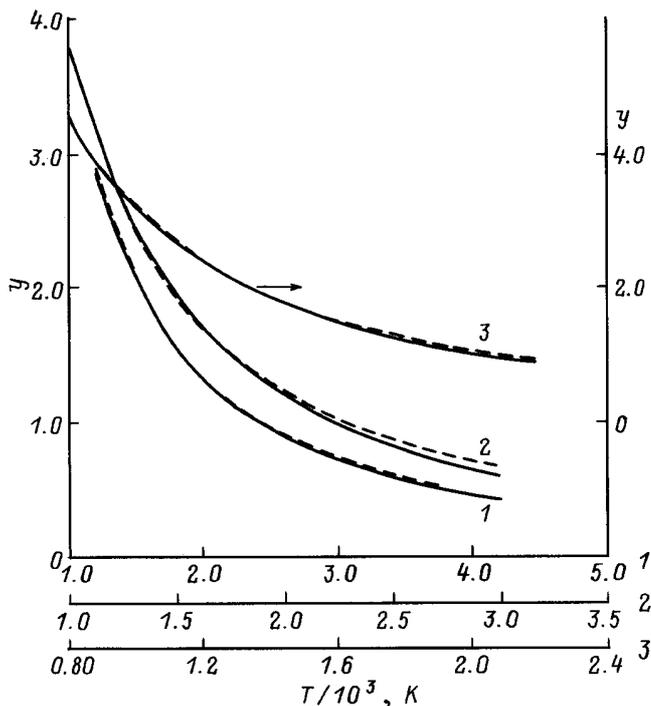


Рис. 4.

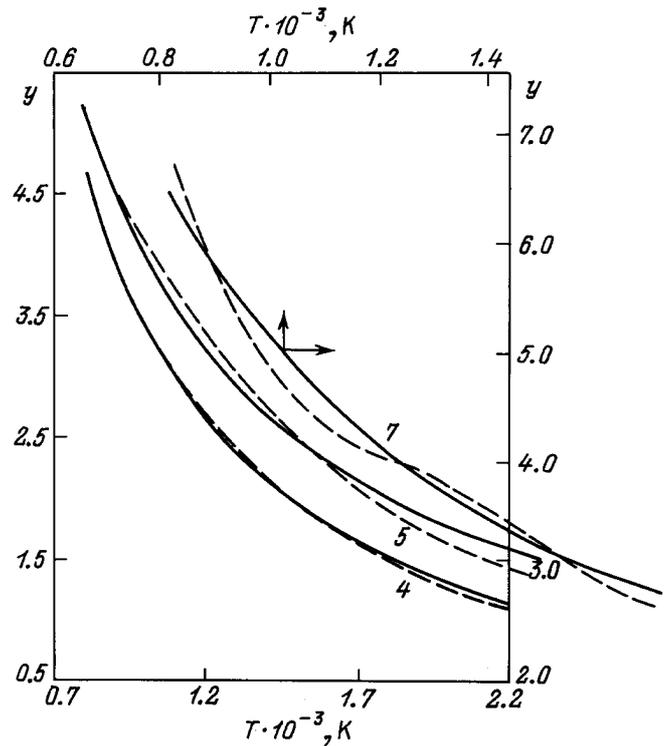


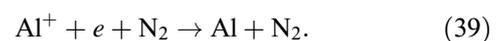
Рис. 5.

С целью выявления неопределенности исходных числовых параметров и установления адекватности теоретической модели экспериментальным данным были выполнены специальные математические эксперименты с вариацией величины $K_p(T)$. Установлено, что изменение K_p в пределах 4 порядков мало влияет на результаты.

Полученная выше зависимость константы тройной рекомбинации от давления на первый взгляд может быть объяснена явлением подвижности ионов в газе [8]. В этом случае длина свободного пробега ионов l_{ia} меньше кинетического радиуса Томсона r_0 (29), что приводит к ограничению на давление газа $p > p_*$, $p_* = 10^{-3} T^2 / \sigma_0$ [атм], $[\sigma_0] = \text{Å}^2$. Для наших экспериментов $p \sim 0.1 \text{ атм} \ll p_* \approx 40 \text{ атм}$, т.е. неравенство $p > p_*$ не выполняется. Прямые расчеты показали, что модель коэффициента рекомбинации на основе теории Ланжевена плохо согласуется с экспериментальными данными.

Сопоставление с другой реакцией тройной рекомбинации

Интересно провести независимое сравнение предложенной зависимости для коэффициента тройной рекомбинации $k_3(T)$ для другой газовой среды. С этой целью были проведены дополнительные расчеты задачи [18], где исследовалась константа скорости реакции



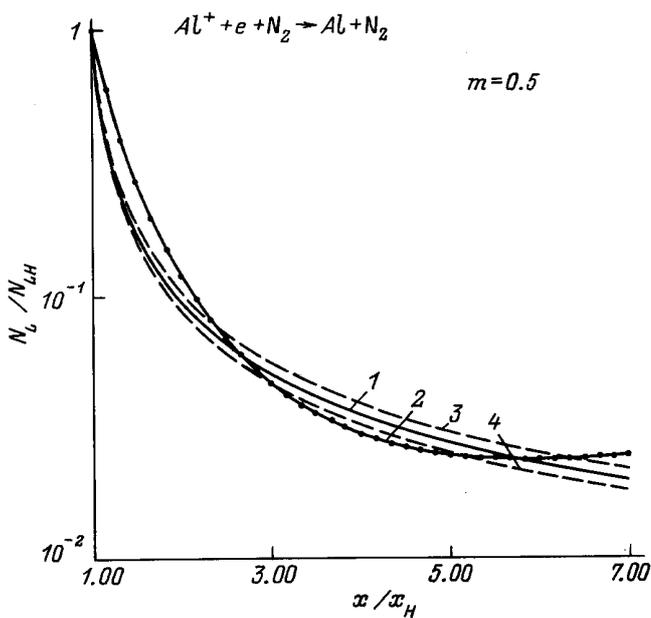


Рис. 6.

Для этой реакции константа скорости реакции в [18] задавалась в виде $k_3 = k_{30}/T^m$, где показатель искался в интервале $2.3 \leq m \leq 6.0$, и было найдено

$$k_3 = \frac{(1.27 \pm 0.15) \cdot 10^{-17}}{T^{5/2}}, \frac{\text{см}^6}{\text{с}}. \quad (40)$$

В данной работе был проведен расчет обратной задачи [18] при $m \sim 0.5$ и было найдено

$$k_3 = \frac{(7.35 \pm 0.69)}{\sqrt{T}} 10^{-23}, \frac{\text{см}^6}{\text{с}}. \quad (41)$$

Результат расчета с этой константой распределения линейной электронной концентрации вдоль оси следа N_L/N_{LH} приведен на рис. 6 (кривая 1 — теория, кривая 2 — эксперимент). Штриховыми кривыми 3, 4 на рис. 6 показан доверительный интервал. Следует отметить, что дисперсии N_L в обоих случаях (40) и (41) отличаются мало. Из сравнения N_L для Ar^+ (формула (38)) и Al^+ (формула (41)) видно, что константы скоростей тройной рекомбинации хорошо согласуются. Это служит дополнительным подтверждением принятой теоретической модели для $k_3(T)$.

Автор выражает благодарность С.А. Лосеву и Г.Д. Сметухову за обсуждение результатов, А.Н. Пилюгину за помощь в проведении расчетов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта № 95-01-01611).

Список литературы

- [1] Андреев Е.П., Пилюгин Н.Н., Таганов О.К., Тихомиров С.Г. Исследование излучения газов в аэробаллистическом эксперименте. М.: Изд-во МГУ, 1988. 135 с.
- [2] Менжинский С.Ю., Пилюгин Н.Н. // ТВТ. 1993. Т. 31. № 5. С. 787–794.
- [3] Пилюгин А.Н., Пилюгин Н.Н., Тихомиров С.Г. // ТВТ. 1993. Т. 31. № 4. С. 517–525.
- [4] Пилюгин Н.Н., Пилюгин А.Н. // ТВТ. 1995. Т. 33. № 3. С. 351–358.
- [5] Гадион В.Н., Иванов В.Г., Мишин Г.И. и др. // ЖТФ. 1972. Т. 42. Вып. 5. С. 1049–1055.
- [6] Пилюгин Н.Н., Тихомиров С.Г., Чернявский С.Ю. // Изв. АН СССР. МЖТ. 1980. № 6. С. 165–175.
- [7] Елецкий А.В., Смирнов Б.М. // УФН. 1982. Т. 136. № 1. С. 25–59.
- [8] Смирнов Б.М. Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме. М.: Атомиздат, 1968. 363 с.
- [9] Kimura A., Teshima K., Nishida M. // Trans. Jap. Soc. Aero Space Sci. 1975. Vol. 18. N 41. P. 103–113.
- [10] Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 674 с.
- [11] Васильев М.Г., Жихарева Т.В., Тумакаев Г.К. // ЖТФ. 1979. Т. 49. Вып. 3. С. 541–553.
- [12] Словецкий Д.И. Механизмы химических реакций в неравновесной плазме. М.: Наука, 1980. 310 с.
- [13] Девото Р.С. // РТК. 1969. Т. 7. № 2. С. 10–17.
- [14] Мудров А.Е. Численные методы для ПЭВМ на языках Бэйсик, Паскаль, Фортран. Томск: МП "Раско", 1991. 272 с.
- [15] Айвазян С.А., Енюков И.С., Мешалкин Л.Д. Прикладная статистика. Исследование зависимостей. М.: Финансы и статистика, 1995. 487 с.
- [16] Колемаев В.А., Староверов О.В., Турундаевский В.Б. Теория вероятностей и математическая статистика. М.: Высшая школа, 1991. 400 с.
- [17] Пятаевский Л.П. // ЖЭТФ. 1962. Т. 42. Вып. 5. С. 1326–1329.
- [18] Пилюгин Н.Н., Менжинский С.Ю., Пилюгин А.Н. // ТВТ. 1994. Т. 32. № 5. С. 656–665.
- [19] Пилюгин Н.Н., Тирский Г.А. Динамика ионизованного излучающего газа. М.: Изд-во МГУ, 1989. 305 с.