

ИССЛЕДОВАНИЕ СКОРОСТЕЙ ПРИЛИПАНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ К ОКСИДАМ АЛЮМИНИЯ В СМЕСЯХ ВОЗДУХА С КСЕНОНОМ

Н. Н. Пилюгин

Институт механики МГУ им. М. В. Ломоносова, 119899 Москва, pilygin@yandex.ru

Приведены результаты измерений концентрации электронов в следах за алюминиевыми сферическими моделями, летящими в смесях воздуха с ксеноном со скоростями $2 \div 5$ км/с при полном давлении в баллистической трассе $20 \div 100$ Торр. Выполнены расчеты прогрева и уноса алюминия с поверхности моделей при их движении в баллистической трассе. Найдена константа прилипания электронов к микрочастицам и показано, что она зависит от доли ксенона в смеси. Получена зависимость коэффициента аккомодации электронов к поверхности микрочастиц от содержания ксенона в смеси, дано физическое объяснение этой закономерности.

Ключевые слова: баллистический эксперимент, коэффициент прилипания электронов к микрочастицам оксида алюминия, смеси воздуха с ксеноном, коэффициент аккомодации электронов.

ВВЕДЕНИЕ

Неравновесное течение частично ионизованного газа в следе за телом, летящим с гиперзвуковой скоростью в баллистической трассе, характеризуется изменением давления от нескольких атмосфер до нескольких торр, температур — от $(7 \div 8) \cdot 10^3$ до 300 К и протяженностью зоны реакций, занимающей свыше 1000 калибров тела [1, 2]. При гиперзвуковых скоростях полета унос массы с поверхности тела может существенно влиять на условия течения в следе, химический состав газа и спектральную интенсивность излучения. К веществам, сравнительно легко попадающим в след, относятся алюминий и его оксиды. Алюминий и его сплавы широко применяются в технике как материал для элементов различных узлов плазмодинамических, аэродинамических и баллистических установок. При контакте с высокотемпературными плазменными потоками из-за сравнительно низкой температуры плавления Al ($T_{пл} = 932$ К) его соединения попадают в плазму, изменяя ее ионизационный и химический состав [1, 3]. Поэтому изучение неравновесных физико-химических процессов в газах с участием ионов Al представляет интерес как для плазмодинамических исследований, так и для построения теоретических моделей элементарных неравновесных процессов [1, 3].

В [3, 4] представлены серии СВЧ-измерений электронной концентрации в следах

за алюминиевыми моделями, летящими в воздухе со скоростями $3,4 \div 5,7$ км/с при давлениях $10 \div 80$ Торр. На основе анализа этих измерений удалось определить константы скоростей реакций прилипания электронов к молекулам AlO, AlO₂, а также к жидким или твердым частицам Al₂O₃. Ранее в [2] были проанализированы эксперименты по измерению распределения электронной концентрации $n_e(x)$ в следах за неаблирующими сферами из омедненного дюралюминия, летящими в смесях воздуха с ксеноном, и найдена константа скорости реакции диссоциативной рекомбинации ионов ксенона. Из большого массива экспериментов в [2] были отобраны только те, в которых не наблюдалась абляция материала модели. Однако более тщательный анализ первоначально отбракованных экспериментов показал, что среди них имеются такие, в которых зависимости $n_e(x)$ похожи на аналогичные зависимости, полученные в [3, 4] при уносе Al со сферических моделей, движущихся в воздухе. В экспериментах [2] обычно использовались дюралевые модели, покрытые тонким слоем меди для предотвращения уноса Al. Однако в ряде случаев при отделении модели от поддона в разделительном отсеке трассы происходило разрушение покрытия, что приводило к уносу алюминия и попаданию его частиц в след. Поэтому необходимо учитывать полученную в этих экспериментах информацию о неравновесных процессах, тем более что прямых баллистических экспериментов с уносимыми материалами немного [1].

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (номер проекта 04-01-00080).

В настоящей работе представлены результаты измерений электронной концентрации в следах за алюминиевыми сферическими моделями, летящими в смесях воздуха с ксеноном со скоростями $v = 2,04 \div 5,0$ км/с при полном давлении в баллистической трассе $p = 20 \div 100$ Торр. Для сравнения приведены результаты измерений за неаблирующими моделями, летящими в воздухе при близких числах Маха. Добавление ксенона позволило увеличить число Маха в смеси с воздухом и варьировать объемную долю кислорода в смесях с целью изучения влияния реакций с участием частиц алюминия на исследуемые параметры. На основе обработки экспериментальных данных установлены зависимости эффективных констант прилипания электронов к микрочастицам оксида алюминия от содержания ксенона. Найденные зависимости можно использовать для уточнения кинетических констант в реакциях с участием микрочастиц алюминия.

ОБЩАЯ СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Исследования проводились на аэробаллистической установке ИМ МГУ, состоящей из метательного устройства и герметизированной трассы длиной ≈ 14 м. При скоростях метания тел до 2,5 км/с использовался одноступенчатый пороховой ускоритель, при скоростях свыше 2,5 км/с — двухступенчатая легкогазовая установка с полиэтиленовым поршнем, во второй ступени которой использовался водород. Во избежание расслоения газовой смеси при заполнении трассы воздухом и ксеноном газы смешивали до экспериментов в отдельном резервуаре. Погрешность измерения давления газа в трассе менее 1 %. Радиофизические измерения параметров плазмы за летящими моделями проводились с помощью закрытого СВЧ-резонатора, принцип работы которого подробно описан в [5, 6]. Закрытый СВЧ-резонатор имел цилиндрическую форму и был настроен на частоту $f = 535$ МГц (длина волны 56 см). С помощью закрытого СВЧ-резонатора измерялась линейная (погонная) электронная концентрация

$$N_L(x) = 2\pi \int_0^{R_e} r n_e(x, r) dr, \quad (1)$$

где $n_e(x, r)$ — объемная электронная концентрация, x , r — цилиндрические координаты,

причем координата x направлена от тела вдоль оси следа, координата r — по радиусу, $R_e(x)$ — радиус плазменного следа. Схема измерения, метод калибровки резонатора и расчетные соотношения подробно изложены в работе [7]. Оценка погрешностей измерений n_e приведена в [8]. Скорость модели в сечениях трассы, определялась на основе измерения временных интервалов пролета модели между фотосистемами и решения соответствующих уравнений движения. Погрешность определения скорости не превышала 0,15 %.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ СМЕСИ ВОЗДУХА С КСЕНОНОМ В НАБЕГАЮЩЕМ ПОТОКЕ

Рассмотрим смесь двух совершенных химически не реагирующих газов при температуре $T = 300$ К. Введем объемные концентрации компонентов X_i (индекс $i = 1$ соответствует воздуху, $i = 2$ — ксенону):

$$X_1 = \frac{p_1}{p}, \quad X_2 = \frac{p_2}{p}, \quad X_1 + X_2 = 1, \quad p_1 + p_2 = p,$$

где p_1 , p_2 — парциальные давления воздуха и ксенона, p — полное давление газа в смеси. Средняя молекулярная масса смеси газов равна

$$m = \sum_{i=1}^2 X_i m_i. \quad (2)$$

Массовая концентрация i -го газа в смеси вычисляется по соотношению

$$c_i = \frac{X_i m_i}{m}. \quad (3)$$

Внутренняя энергия смеси газов определяется по формуле

$$E = RT \sum_{i=1}^2 \frac{c_i}{m_i(\gamma_i - 1)} = \frac{RT}{(\gamma - 1)m}, \quad (4)$$

где γ_i , γ — показатели адиабаты i -го газа и смеси соответственно, R — универсальная газовая постоянная. С учетом (2) получаем

$$\gamma = 1 + \left(\sum_{i=1}^2 \frac{X_i}{\gamma_i - 1} \right)^{-1}. \quad (5)$$

Скорость звука в смеси с учетом формул (2) и (5) выражается соотношением

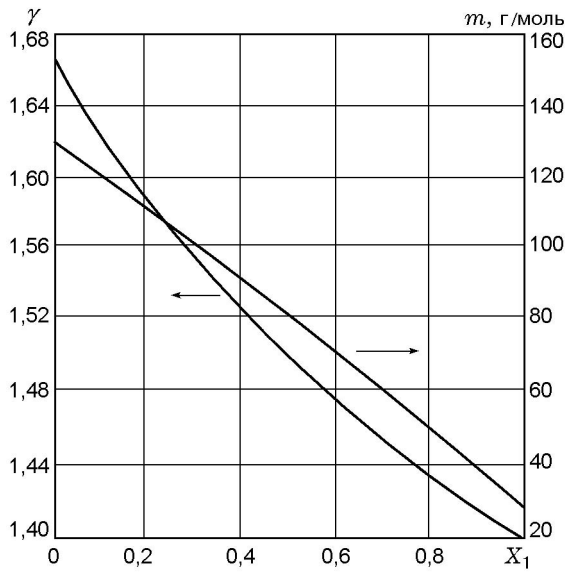


Рис. 1. Зависимости молекулярной массы и показателя изэнтропы в смеси воздуха с ксеноном от объемной доли воздуха

$$a = a_1 \sqrt{\frac{\gamma}{\gamma_1} \frac{m_1}{m}} \quad (6)$$

На рис. 1, 2 представлены зависимости параметров $m, \gamma, c_1, a/a_1$ от X_1 . В расчетах принято $\gamma_1 = 1,4, \gamma_2 = 1,67, m_1 = 28,84, m_2 = 131,3$.

Из рис. 2 следует, что увеличение доли ксенона в смеси заметно снижает скорость звука (и увеличивает число Маха).

В работе [8] получены обобщенные критерии подобия для электронной концентрации в дальнем следе за неразрушающимся телом, летящим в смеси воздуха с инертным газом. Установлено, что в случае бинарной рекомбинации при выполнении условий

$$K_T = (\gamma - 1) M_\infty^2 = \text{idem}, \quad (7)$$

$$K_d = p_{1\infty} \sqrt{C_x S} / v_\infty = \text{const}$$

значение электронной концентрации в следе за телом, летящим в чистом воздухе, близко к получаемому в смеси воздуха с ксеноном при меньших скоростях полета. Здесь $\gamma, M_\infty, v_\infty, p_{1\infty}$ — показатель адиабаты, число Маха, скорость и парциальное давление воздуха, C_x, S — коэффициент сопротивления и площадь мишени тела.

Условия, которым должны удовлетворять скорость v_∞ и давление $p_\infty = p_{1\infty} + p_{2\infty}$ в сме-

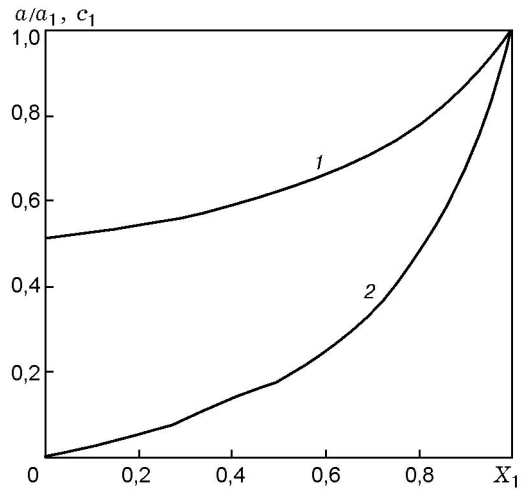


Рис. 2. Зависимости отношения скоростей звука в смеси и в чистом воздухе (1) и массовой концентрации воздуха в смеси (2) от объемной доли воздуха

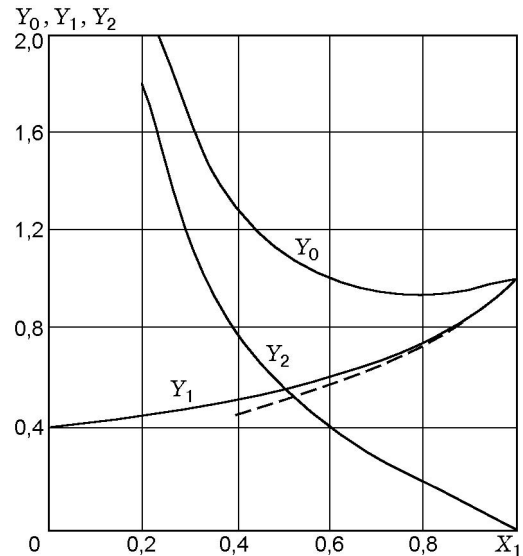


Рис. 3. Зависимость параметров Y_1, Y_2, Y_0 от объемной доли воздуха

си для одновременного выполнения соотношений (7) при различном содержании воздуха в смеси, имеют вид:

$$\frac{v_\infty}{v_\infty^B} = \sqrt{\frac{\gamma_B - 1}{\gamma - 1} \frac{a}{a_1}} = Y_1(X_1),$$

$$p_{1\infty} = p_{1\infty}^B \sqrt{\frac{(C_x S)_B}{C_x S} Y_1(X_1)}, \quad (8)$$

Таблица 1

Условия экспериментов

Номер эксперимента	v_∞ , км/с	d , см	p_∞ , Торр	$p_{1\infty}$, Торр	X_1	M_∞	m_∞ , г/моль	γ_∞
1	2,00	0,53	105	32	0,305	10,45	100,0	1,555
2	3,90	0,53	30	22	0,733	15,62	56,3	1,448
3	4,12	1,00	25	20	0,80	15,47	49,46	1,435
4	1,81	0,50	71	21	0,296	9,51	101,1	1,558
5	3,90	0,50	20	20	1,0	11,34	28,84	1,40
6	3,58	0,53	100	80	0,80	13,51	49,46	1,435
7	5,06	0,475	160	160	1,0	14,72	28,84	1,40
8	3,84	0,53	65	50	0,77	14,88	52,53	1,441
9	5,97	0,475	50	50	1,0	17,36	28,84	1,40
10	2,05	0,53	60	40	0,67	8,67	63,17	1,462
11	2,22	0,53	60	40	0,67	9,37	63,17	1,462
12	2,01	0,53	100	30	0,30	10,49	100,6	1,554

Примечание. 7, 9 — эксперименты [10] для моделей без уноса массы.

$$p_{2\infty} = p_{1\infty}^B \sqrt{\frac{(C_x S)_B}{C_x S}} Y_2(X_1), \quad Y_2 = Y_1 \left(\frac{1 - X_1}{X_1} \right), \quad \frac{v_\infty}{v_\infty^B} = \frac{\gamma + 1}{\gamma_B + 1} \sqrt{\frac{\gamma_B - 1}{\gamma - 1}} (4,54 - 3,54X_1)^{-0,5}, \quad (9)$$

$$p_\infty = p_{1\infty} \sqrt{\frac{(C_x S)_B}{C_x S}} Y_0(X_1),$$

$$Y_0(X_1) = Y_1(X_1) + Y_2(X_1).$$

Индекс «в» соответствует параметрам в чистом воздухе. На рис. 3 приведены зависимости параметров Y_0 , Y_1 , Y_2 от X_1 , рассчитанные по формулам (8). На основе (8) можно примерно подобрать условия проведения экспериментов в смесях воздуха с ксеноном, моделирующие величину n_e в чистом воздухе.

В [9] предложен другой способ моделирования электронной концентрации при обтекании тел чистым воздухом и воздушно-ксеноновой смесью. Способ [9] основан на равенстве давлений воздуха в обоих случаях и подборе скорости тела в смеси v_∞ таким образом, чтобы значения температуры за прямым скачком в ударном слое были близкими в двух указанных случаях.

В работе [9] при определении температуры за скачком предполагалось, что используется смесь совершенных газов. При этом получена зависимость

которая практически совпадает с (8). В расчетах [9] установлено, что при использовании формулы (9) температура и плотность электронов вблизи тела в смеси получаются заметно выше, чем в воздухе. Для достижения приближенного равенства по температуре в реальном газе внутри ударного слоя в [9] предлагается несколько понизить скорость $v_\infty(X_1)$ (штриховая кривая на рис. 3). В этом случае значения T и n_e в ударном слое около тела оказываются близкими в чистом воздухе и в смеси. Расчеты [9] проведены для одного варианта условий в чистом воздухе и значений $X_1 = 0,5$ и $0,75$, при которых получены близкие распределения T и n_e до среза тела. Распределение электронов в следе за телом в [9] не рассматривалось. Однако, как показано выше, для получения близких распределений концентрации электронов в дальнем следе в чистом воздухе и в смеси необходимо выполнение условий (7) и (8).

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ В ДАЛЬНОМ СЛЕДЕ

Измерения проводились за сферами из омедненного алюминия (с уносом или без уноса материала) диаметром d , летящими в воздухе

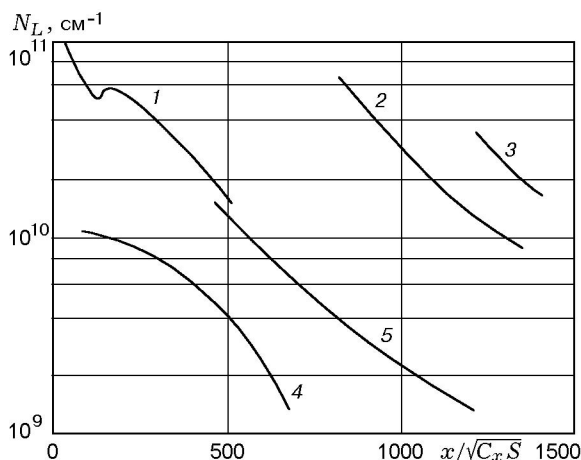


Рис. 4. Распределение линейной электронной концентрации вдоль оси следа: кривые 1-5 соответствуют номерам экспериментов из табл. 1

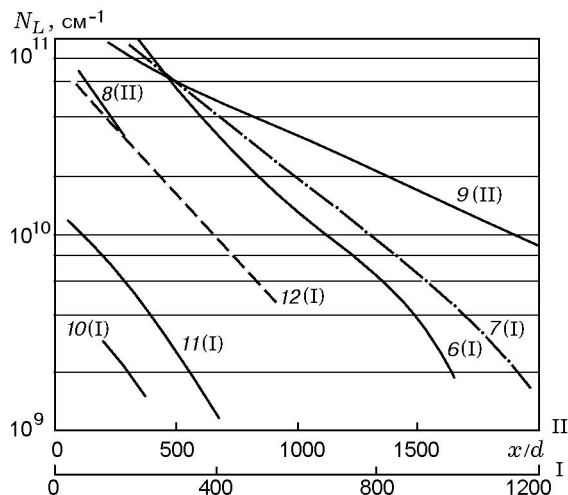


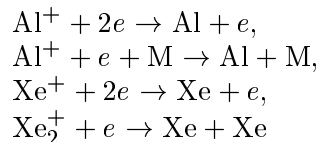
Рис. 5. Распределение линейной электронной концентрации вдоль оси следа: кривые 6-12 соответствуют номерам экспериментов из табл. 1; кривые 6, 7, 10-12 относятся к оси абсцисс I, кривые 8, 9 — к оси абсцисс II

и его смеси с ксеноном со скоростями v_∞ при полном давлении в трассе p_∞ . Для увеличения чисел Маха и температуры в ударном слое и проведения сравнительного анализа использована смесь воздуха с ксеноном.

В табл. 1 для каждого эксперимента приведены скорость модели v_∞ , ее диаметр d , полное (p_∞) и парциальное ($p_{1\infty}$) давление воздуха в смеси, объемная доля воздуха в смеси с ксеноном X_1 , число Маха M_∞ , молекулярная масса m_∞ и показатель адиабаты γ_∞ смеси воздуха с ксеноном.

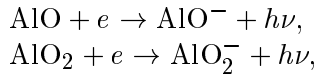
На рис. 4, 5 представлены результаты измерений линейной электронной концентрации $N_L(x)$ на оси следа в зависимости от безразмерной координаты вдоль оси следа. В экспериментах 1-4, 6, 8, 10, 11 вследствие разрушения медного покрытия при отделении модели от поддона соединения алюминия попадали в след. Эти эксперименты дополняют аналогичные результаты измерений [3, 4, 11] в следе за алюминиевыми моделями в воздухе. В некоторых экспериментах унос массы определялся по знаку фазы проходящего сигнала, который регистрировался фазометром, подключенным к закрытому СВЧ-резонатору. Так, если наличие ионизированного спутного следа отмечается как условно положительный сдвиг фазы сигнала, то при уносе массы сдвиг фазы сигнала отрицательный и соответствует наличию внутри резонатора паров металлов с диэлектрической постоянной $\epsilon > 1$. Такое изменение фазы зафиксировано в указанных выше экспериментах. Кроме того, унос массы косвенно подтверждается измерением в следе распределения частоты столкновений электронов с нейтральными частицами $\nu_{e,a}(x)$. Установлено [11], что унос алюминия заметно изменяет зависимость $\nu_{e,a}(x)$ в следе по сравнению с чистым воздухом.

Наклон зависимостей $n_e(x)$ при уносе Al позволяет выделить несколько характерных областей неравновесных реакций [3, 4]. Протяженность и положение этих областей меняются в зависимости от скорости модели и давления. Для некоторых типичных условий ($v_\infty = 3,5$ км/с, $p_\infty = 40$ Торр) можно констатировать следующую картину [1, 3, 4]. В диапазоне $100 < x/d < 200$ (расстояния здесь выделены условно) происходит рекомбинация ионов:



(M — третья частица). Кроме того, протекают реакции рекомбинации с участием ионов воздуха, а также реакции с участием возбужденных молекул и атомов. Одновременно в этой области идут процессы окисления с образованием AlO , AlO_2 , Al_2O_3 . При $x/d > 300$ и повышенном давлении ($p_\infty > 50$ Торр) возможна конденсация с образованием конденсированных (жидких или твердых) микрочастиц Al_2O_3 [3]. Далее в области, где температура понижается

до значений $T < 1000$ К, рекомбинация сменяется прилипанием к газовым молекулам:



а также к кислороду воздуха (здесь h — постоянная Планка). В этой области зависимость $n_e(x)$ в логарифмическом масштабе близка к прямолинейной. Наконец, в области, где имеется достаточное количество конденсированных частиц Al_2O_3 , происходит более сильное прилипание электронов: $\text{Al}_2\text{O}_3 + e \rightarrow \text{Al}_2\text{O}_3^-$. При этом наклон зависимостей $n_e(x)$ увеличивается. Газодинамические расчеты каждой из этих областей в сравнении с серией измерений $n_e(x)$ позволяют найти константы скоростей неравновесных реакций с участием ионов и оксидов алюминия и учесть влияние третьих частиц.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ В ТУРБУЛЕНТНОМ ДАЛЬНОМ СЛЕДЕ

Используется теория неравновесного турбулентного дальнего следа [12]. При $x/d > 50$ давление вдоль оси следа близко к давлению набегающего потока, а температура вдоль оси дальнего следа рассчитывается по асимптотической формуле [1]

$$\frac{T}{T_\infty} = 1 + (\gamma - 1)M_\infty^2 \left(1 - \frac{C_H}{C_x}\right) \text{Pr}_t u_0(x),$$

$$u_0(x) = 2,72 \left(\frac{x}{\sqrt{C_x S}}\right)^{-2/3}, \quad (10)$$

где Pr_t — турбулентное число Прандтля, C_H — коэффициент теплообмена тела.

Так как далее рассматривается изменение электронной концентрации на сравнительно небольшом участке следа $\Delta x/d \leq 200 \div 300$, где температура изменяется достаточно слабо ($< 10\%$), то для дальнейшей обработки вводится средняя температура [2, 3]:

$$\bar{T} = \frac{1}{\bar{x}_k - \bar{x}_n} \int_{\bar{x}_n}^{\bar{x}_k} T(x) dx, \quad \bar{x} = \frac{x}{d}. \quad (11)$$

Здесь x_k , x_n — конечная и начальная координаты рассматриваемого участка. При расчетах температуры предполагалось, что возможное догорание частиц Al в следе не влияет на

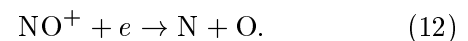
Таблица 2

Результаты обработки экспериментов

Номер эксперимента	x_*^B/d	x_n/d	x_k/d	\bar{T} , К	M_∞^B	p_∞^B , Торр
1	1166	168	420	1060	12,31	66,65
2	4106	841	1093	915	16,53	31,97
3	3709	1008	1177	843	16,13	26,98
4	1975	462	521	732	11,23	44,06
6	698	900	1000	750	14,08	107,9
8	1495	84	200	2358	15,52	69,91
10	404	100	200	988	9,31	62,57
11	511	220	310	844	10,07	62,57

нее, что хорошо подтверждается оптическими измерениями температуры в следе за алюминиевыми моделями, летящими в воздухе при близких скоростях и давлениях [13]. В работе [14] на основе аппроксимации результатов численного решения уравнений неравновесного пограничного слоя, описывающего течение в дальнем следе в чистом воздухе, установлена зависимость $x_*^B(M_\infty, p_\infty)$, где x_*^B — расстояние, начиная с которого становятся существенными реакции прилипания электронов к молекулам воздуха.

При $x < x_*^B$ распределение $n_e(x)$ определяется в основном реакцией диссоциативной рекомбинации



При $x > x_*^B$ существенными становятся реакции прилипания электронов к молекулам воздуха, в результате реакций захвата образуются O_2^- , O^- , а в реакциях ионного обмена возникают частицы NO_2^- , O_3^- , NO_3^- . В [14] найдено соотношение

$$\frac{x_*^B}{d} = \frac{20M_\infty^3}{p_\infty^B} (p, \text{Торр}). \quad (13)$$

Результаты расчетов по формулам (11) и (13) для всех экспериментов приведены в табл. 2, где также указаны координаты x_k/d , x_n/d . В последних графах табл. 2 приведены значения числа Маха M_∞^B и давления p_∞^B , рассчитанные по формулам (8). Из табл. 2 следует, что если бы не было оксидов Al, то при $x < x_*^B$ распределение $N_L(x)$ определялось бы реакцией (12).

Другая картина наблюдается в следах в экспериментах 1–4, 6, 8, 10, 11. Анализ рис. 4, 5 показывает, что более резкий спад зависимости $N_L(x)$ начинается значительно ближе. Из экспериментальных данных, приведенных на этих рисунках, следует, что в конце кривых можно выделить прямолинейный участок, соответствующий прилипанию электронов к конденсированным частицам (Al_2O_3).

Сравнение результатов, представленных на рис. 5, показывает, что унос массы алюминия приводит к заметному увеличению N_L по сравнению с моделями без уноса вещества. Начальное увеличение электронной концентрации связано с тем, что потенциал ионизации испарившихся с лобовой поверхности тела атомов Al ($I = 5,98$ эВ) существенно ниже, чем потенциал ионизации основного компонента, представляющего электроны в воздухе, — NO ($I = 9,25$ эВ). Дальнейшее поведение зависимости $N_L(x)$ в следе за телом связано с неравновесными кинетическими процессами, протекающими между электронами и соединениями алюминия.

РАСЧЕТ ПРОГРЕВА МОДЕЛЕЙ ИЗ АЛЮМИНИЯ

При движении моделей в баллистической трассе с гиперзвуковыми скоростями происходит нагрев поверхности. В работах [3, 15] приведены формулы для расчета температуры поверхности T_{w0} в критической точке сферы за время полета по трассе длиной L , а также для расчета предельной толщины пленки расплава d_k , равной предельному диаметру капель. Для расчета теплового потока к телу при обтекании смесью воздуха с ксеноном используется формула типа Фея — Риддела, которая получена аппроксимацией численных данных [15] для случая обтекания тел смесями воздуха с ксеноном. Результаты расчетов теплового потока q_{w0} и температуры T_{w0} в критической точке модели из алюминия при $L = 6$ м для рассмотренных экспериментов приведены в табл. 3. Из таблицы видно, что температура во многих экспериментах выше температуры плавления Al ($T_{пл} = 659$ °C). Это означает, что в след попадали капли расплава, размеры которых, по оценкам [3], для данных экспериментов лежали в диапазоне $12 \div 51$ мкм. На основе теории [3] проведены расчеты температуры, при которой происходит конденсация паров алюминия $T_{конд}$ (по известному давлению p_∞ в следе), а по формуле (10) найдена координата начала конденсации в следе $x_{конд}/d$.

Таблица 3

Расчет прогрева моделей

Номер эксперимента	$q_{w0}, 10^3$ кал/(см ² ·с)	$T_{w0},$ К	$T_{конд},$ К	$\frac{x_{конд}}{d}$	$\nu_n,$ 10^3 с^{-1}
1	20,2	2 694	2 025	82	1,862
2	10,88	1 218	1 987	212	3,625
3	5,43	748	1 975	202	2,252
4	13,19	1 943	1 982	64	2,537
6	9,68	1 157	2 127	162	4,682
8	11,72	1 302	2 074	168	2,533
10	3,02	653	2 049	36	2,322
11	3,87	735	2 049	46	2,169

Результаты расчетов $T_{конд}$ и $x_{конд}/d$ представлены в табл. 3. Видно, что конденсация паров наблюдается при $x_{конд}/d = 30 \div 200$. С другой стороны, из анализа рис. 4, 5 видно, что прилипание электронов к конденсированной фазе начинается примерно с этих же расстояний.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНСТАНТЫ ПРИЛИПАНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ К ОКСИДАМ АЛЮМИНИЯ В СМЕСЯХ ВОЗДУХА С КСЕНОНОМ

Присутствие конденсированной фазы в дальнем следе при $x > x_{конд}$, как видно из рис. 4, 5, приводит к заметному изменению времени релаксации плазмы. В этом случае в соответствии с решением уравнения кинетики для электронов в следе [3] коэффициент прилипания электронов к микрочастицам определяется соотношением

$$\nu_n = \frac{v_\infty \ln(N_{L,n}/N_{L,k})}{x_k - x_n}. \quad (14)$$

Результаты расчета по формуле (14) приведены в последней графе табл. 3. Анализ этих результатов показывает, что значение ν_n зависит от содержания ксенона в смеси и несколько меньше, чем значения ν_n для микрочастиц алюминия в чистом воздухе [3, 8].

Рассмотрим более детально структуру коэффициента ν_n . Для этого, следуя [3, 16], предположим, что длина свободного пробега электронов много больше среднего расстояния между частицами, и термоэмиссией с поверхности микрочастиц можно пренебречь. Тогда коэффициент прилипания к частицам конденсированной фазы имеет вид

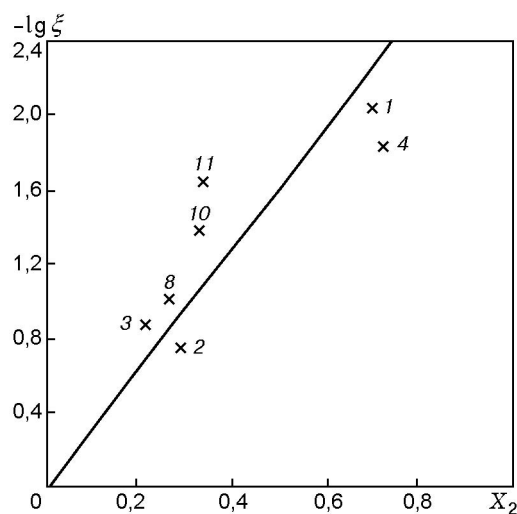


Рис. 6. Зависимость коэффициента аккомодации электронов на поверхности микрочастиц Al_2O_3 от объемной доли ксенона в смеси:

сплошная линия — зависимость (16), точки — значения ξ , полученные из обработки результатов экспериментов (см. табл. 3), номера точек соответствуют номерам экспериментов в табл. 3

$$\nu_n = \xi 4\pi R_p^2 n_p v_e \exp(e\varphi/kT), \quad (15)$$

где v_e — средняя скорость электронов, R_p , n_p , φ — радиус, концентрация и потенциал частицы соответственно, $\xi = \xi(X_2)$ — коэффициент аккомодации электронов на поверхности частицы, зависящий от содержания ксенона в смеси. При обтекании чистым воздухом имеем $X_2 = 0$, $\xi = 1$. Тогда в смеси из (15) получаем

$$\nu_n^{\text{CM}} = \nu_n \xi(x_2),$$

где величина ν_n определена в [3]. Зависимость $\xi(X_2)$ найдена из обработки данных табл. 3 методом наименьших квадратов [17] и имеет вид

$$\xi = \exp(-bx_2), \quad b = -7,36 \pm 0,77. \quad (16)$$

На рис. 6 представлена зависимость (16), а также приведены значения ξ , полученные обработкой результатов экспериментов (см. табл. 3).

Уменьшение коэффициента прилипания ν_n к Al_2O_3 с увеличением доли ксенона в смеси может быть объяснено следующим образом. Материал Al_2O_3 по своим каталитическим свойствам близок к SiO_2 [18, 19]. На поверхности последнего при гиперзвуковом обтекании воздухом протекают следующие гетерогенные каталитические реакции:

1) химическая адсорбция кислорода,

2) химические реакции между адсорбируемым веществом (реакции Ленгмюра — Хиншельвуда) или адсорбируемым веществом и веществом из газовой фазы (реакции Или — Райдила),

3) десорбция адсорбируемых веществ.

Адсорбция кислорода из воздуха на поверхности Al_2O_3 приводит к активному прилипанию электронов к этому кислороду. Отметим, что в газовой фазе кислород и его соединения являются наиболее активными акцепторами электронов [14]. Уменьшение доли кислорода в смеси и увеличение доли Xe снижают адсорбцию кислорода на поверхности микрокапли, что, в свою очередь, снижает прилипание электронов к частицам Al_2O_3 с повышением доли Xe в смеси. Следует отметить достаточно сильную (экспоненциальную) зависимость ξ от содержания ксенона.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведен анализ результатов СВЧ-измерений электронной концентрации в следах за алюминиевыми моделями, летящими в смесях воздуха с ксеноном при скоростях $2 \div 5$ км/с и полном давлении в баллистической трассе $20 \div 100$ Торр.

Установлено, что падение электронной концентрации вдоль оси следа за моделью обусловлено прилипанием электронов к конденсированным микрочастицам оксида алюминия.

Из обработки результатов экспериментов найдена константа прилипания электронов к микрочастицам и показано, что она заметно уменьшается с увеличением доли ксенона в смеси.

Найдена зависимость коэффициента аккомодации электронов к поверхности микрокапли от содержания ксенона в смеси и дано физическое объяснение этой закономерности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пилюгин Н. Н., Пилюгин А. Н. Определение констант скоростей неравновесных реакций с участием электронов по результатам баллистических экспериментов // *Аэромеханика и газовая динамика*. 2001. № 2. С. 54–66.
2. Пилюгин Н. Н., Пилюгин А. Н., Тихомиров С. Г. Определение констант рекомбинации электронов с ионами из баллистических экспериментов // *Теплофизика высоких температур*. 1993. Т. 31, № 4. С. 517–525.

3. **Пилюгин Н. Н.** Определение из баллистических экспериментов скоростей прилипания электронов к окислам алюминия // Теплофизика высоких температур. 1994. Т. 32, № 3. С. 339–353.
4. **Пилюгин Н. Н., Пилюгин А. Н.** О восстановлении констант скоростей неравновесных реакций в газах с участием электронов из баллистических экспериментов // Физика горения и взрыва. 1997. Т. 33, № 2. С. 39–51.
5. **Бродский В. Б., Загик С. Е., Лютомский В. А., Мишин Г. И.** Измерение температурной зависимости коэффициентов рекомбинации и прилипания электронов в ионизированном воздухе на баллистической трассе // Физико-газодинамические баллистические исследования. Л.: Наука, 1980. С. 116–124.
6. **Бродский В. Б., Загик С. Е., Лютомский В. А., Мишин Г. И.** Исследование распределения концентрации свободных электронов вдоль гиперзвукового следа методами радиодиагностики // Журн. техн. физики. 1978. Т. 48, вып. 5. С. 956–960.
7. **Дмитриев А. К., Лопатин В. Е., Пилюгин Н. Н., Чикирев В. Н.** Исследование электронной концентрации за сферой из тефлона при гиперзвуковом обтекании // Теплофизика высоких температур. 1995. Т. 33, № 5. С. 669–676.
8. **Пилюгин Н. Н.** Исследование электронной концентрации за сферой из сплава алюминия с магнием при гиперзвуковом обтекании // Физика горения и взрыва. 1998. Т. 34, № 2. С. 99–107.
9. **Скурин Л. И.** К вопросу о моделировании воздушной плазмы на баллистической трассе в смеси воздуха с тяжелым газом // Журн. техн. физики. 1980. Т. 50, вып. 4. С. 858–861.
10. **Kornegay W. M.** Electron density decay in wakes // AIAA J. 1965. V. 3, N 10. P. 1819–1824.
11. **Пилюгин Н. Н.** Исследование электронной концентрации в следе за моделью из хондрита, летящей в баллистической трассе // Астроном. вестн. 1997. Т. 31, № 2. С. 167–173.
12. **Пилюгин Н. Н., Тихомиров С. Г., Чернявский С. Ю.** Приближенный метод расчета параметров воздуха и интенсивности излучения в дальнем следе // Изв. АН СССР. МЖГ. 1980. № 6. С. 165–175.
13. **Mach H.** Spectroskopische Untersuchungen am Nachlauf von ablatierenden Modellen von Hyperschallflugkörpern // Raumfahrtforschung. 1974. Bd 18, N. 1. S. 1–9.
14. **Пилюгин Н. Н., Тихомиров С. Г., Чернявский С. Ю.** Неравновесный дальний след за телом, летящим в воздухе с гиперзвуковой скоростью // Гиперзвуковые пространственные течения при наличии физико-химических превращений. М.: Изд-во МГУ, 1981. С. 221–238.
15. **Зверев О. В., Пилюгин Н. Н.** Расчет теплообмена и трения затупленного тела при сверхзвуковом обтекании химически равновесной смесью воздуха с ксеноном // Теплофизика высоких температур. 1991. Т. 29, № 6. С. 1164–1172.
16. **Жуховицкий Д. И., Храпак А. Г., Якубов И. Т.** Ионизационное равновесие в плазме с конденсированной дисперсной фазой // Химия плазмы. Вып. 11 / Под. ред. Б. М. Смирнова. М.: Энергоиздат, 1984. С. 130–170.
17. **Колемаев В. А., Староверов О. В., Турундаевский В. Б.** Теория вероятностей и математическая статистика. М.: Высш. шк., 1991.
18. **Ковалев В. Л.** Гетерогенные каталитические процессы при входе в атмосферу. М.: Мех.-мат. ф-т МГУ, 1999.
19. **Ковалев В. Л.** Гетерогенные каталитические процессы в аэротермодинамике. М.: Физматлит, 2002.

Поступила в редакцию 26/II 2004 г.