

## НЕРАВНОВЕСНЫЙ МЕХАНИЗМ РАЗВИТИЯ ОПТИЧЕСКОГО ПРОБОЯ ВБЛИЗИ ТУГОПЛАВКОЙ ДИСПЕРСНОЙ ЧАСТИЦЫ

В.И. Игошин, Р.Р. Летфуллин, С.Ю. Пичугин

*Изучен процесс неравновесной ионизации атомов испаренного вещества на начальном этапе оптического плазмообразования в окрестности частицы, диспергированной в газе. Получено аналитическое выражение для затравочной концентрации электронов. Вычислены пороговые характеристики и показано, что оптический пробой вблизи тугоплавкой частицы реализуется до начала интенсивного испарения.*

Изучение закономерностей оптического плазмообразования в газодисперсной среде требует разработки теории начальной стадии низкого порога пробоя. В основе механизма инициирования лазерной плазмы вблизи твердой частицы, диспергированной в газе, лежит испарение материала частицы и образование плазменной области в парах из-за лавинной ионизации [1, 2]. Развитие лавины в парах на начальном этапе пробоя протекает в условиях сильной неравновесности системы [2].

Для численного моделирования начальной стадии оптического пробоя в газодисперсной среде в настоящей работе предложена кинетическая модель, обеспечивающая самосогласованное описание ионизационных процессов в парогазовом ореоле испаряющейся частицы. На ее основе вычислены времена задержки плазмообразования и пороговые плотности потока энергии при различных режимах воздействия импульсного излучения лазера на тугоплавкую частицу в атмосфере атомарного газа.

Рассмотрим сферическую частицу с радиусом  $r_0 \gg l_{aa}$ , где  $l_{aa}$  — длина свободного пробега атомов внешнего газа. Предложенная в [3] методика расчета лазерного испарения частиц при произвольной концентрации пара у ее поверхности позволяет рассчитать скорость и температуру испарения. Частица играет роль генератора затравочных электронов, вызывающих процессы ионизации парогазовой среды в поле излучения. В [4] показано, что начальная концентрация заряженных частиц в газе вблизи границы с мишенью определяется не только термодинамическими, эмиссионными свойствами материала мишени, но и условиями газодинамического разлета испаренного вещества. На основе анализа газодинамического течения в кнудсеновском слое и явлений в ленгмюровском слое вычислена степень ионизационной неравновесности при лазерном испарении металлических мишеней. Отличие начальной концентрации электронов  $n_{e0}$  в выделенной области развития пробоя от равновесного значения определяется выражением

$$n_{e0} = n_{es}(T_e) / \sqrt{1 - \eta}, \quad (1)$$

где  $\eta$  — коэффициент возврата испаренных заряженных и незаряженных частиц на границу раздела сред;  $n_{es}(T_e)$  — равновесная концентрация электронов, определяемая соотношением Саха. В (1) учтено, что потенциальный барьер  $\Delta\Phi$ , возникающий вблизи испаряющейся частицы, является ускоряющим по отношению к электронам, эмиттированным частицей. Условие для ускоряющего термоэлектроны потенциального барьера следует из законов сохранения потоков заряженных частиц на границе раздела фаз [4]:

$$\Delta\Phi \geq (kT_e/e) \ln \sqrt{T_e/T_s}, \quad (2)$$

где  $T_e$  и  $T_s$  — соответственно температуры электронного газа и частицы,  $e$  — заряд электрона. Наибольшее отличие степени ионизации от равновесного значения возникает при испарении в атмосферу внешнего газа или в условиях внешнего нагрева газа в области газодинамического движения. При испарении в атмосфере

ру внешнего газа большого давления (диффузионный режим испарения) имеем:  $(1 - \eta)j_a = D_a P_s / r_0 T_s$ ,  $n_{e0}^2 = (3r_0 / 4l_{aa}) n_{es}^2 (T_e)$ , где  $j_a$  — поток атомов с поверхности частицы,  $D_a$  и  $l_{aa}$  — коэффициент диффузии и длина свободного пробега атомов,  $P_s$  — давление внешнего газа.

Неравновесность в начальную ионизацию вносят также процессы диффузии электронов из выделенной области развития пробоя. Максимальное значение концентрации диффундирующих электронов определяем из условия баланса потоков заряженных частиц с учетом двойного слоя пространственного заряда: термозмиссией электронов с поверхности частицы и диффузионного ухода их из области развития пробоя  $j_{eD} \exp(-e\Delta\Phi/kT_e) = j_{es} / \sqrt{1 - \eta}$ . Расписывая диффузионный  $j_{eD}$  и равновесный  $j_{es}$  потоки электронов, а также используя уравнения (1), (2), получим окончательное выражение для начальной концентрации электронов

$$n_{e0} = (1 - \eta)^{-1/2} n_{es}(T_e) [1 - (v_e(T_e) l_{ea} / 3D_e) \sqrt{T_e / T_s}],$$

где  $D_e$  — коэффициент диффузии,  $v_e(T_e)$  — скорость и  $l_{ea}$  — длина свободного пробега электронов.

За счет тормозного поглощения лазерного излучения в поле ионов и нейтралов электрон набирает энергию, достаточную для возбуждения и ионизации атомов испаренного вещества. Баланс плотности возбужденных атомов и плазмы в облучаемой зоне описывается системой уравнений:

$$\begin{aligned} dn^*/dt &= \alpha^* n_a n_e - \beta^* n^* n_e, \\ dn_e/dt &= \alpha_1 n_a n_e + \alpha_i^* n^* n_e - \beta_e n_e^2 n_i - \beta_e^* n_e^2 n^*, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $n_e$  и  $n^*$  — концентрации электронов и возбужденных атомов;  $\alpha^*$ ,  $\alpha_1$ ,  $\alpha_i^*$  — константы скоростей возбуждения и ионизации;  $\beta^*$  и  $\beta_e$ ,  $\beta_e^*$  — константы скоростей дезактивации и рекомбинации. Для температуры электронов с учетом потерь энергии на возбуждение и ионизацию атомов пара электронным ударом (3) имеем

$$(3/2) n_e dT_e/dt = \kappa q_0 f(t) - (2I - \epsilon^*) dn_e/dt, \quad (4)$$

где  $\kappa$  — коэффициент поглощения электронами лазерного излучения с максимальной интенсивностью  $q_0$  и формой импульса  $f(t)$ ;  $I$  и  $\epsilon^*$  — потенциалы ионизации и возбуждения атомов пара.

Полная система уравнений самосогласованной задачи оптического пробоя в окрестности дисперсной частицы состоит из двух групп уравнений, описывающих тепловые и кинетические процессы. Система уравнений (3) совместно с уравнениями для изменения температуры и радиуса частицы [3], дополненная уравнением баланса электронной энергии (4), решалась численными методами. Начальные и граничные условия формируются естественным образом.

Конкретные расчеты проводились для случая испарения под действием излучений неодимового и  $CO_2$  лазеров частиц вольфрама с начальным радиусом  $r_0 = 17$  мкм и окиси алюминия с  $r_0 = 0,5 - 1$  мкм в атмосфере аргона постоянного давления 1 атм (рис. 1).

Форма импульсов излучения аппроксимировалась функциями близкими к наблюдаемым в эксперименте [5]. Испарение частиц корунда протекало по схеме:  $Al_2O_3 \rightarrow 2Al + 3O$ .

Как показывают численные оценки, время задержки плазмообразования определяется временем нагрева частиц до температуры, незначительно превышающей температуру плавления материала частицы, и временем набора электронами энергии, достаточной для возбуждения и ионизации атомов испаренного вещества. Процессы лавинной ионизации носят кратковременный характер и занимают менее 0,1% от времени формирования пробоя. Время зажигания плазмы  $\tau_p$  в аргоновой среде на частицах окиси алюминия радиуса  $r_0 = 0,5 - 1$  мкм составило 0,43 и 0,2 мкс при пиковой интенсивности излучения  $CO_2$  лазера  $q_0 = 10^7$  и  $10^8$  Вт/см<sup>2</sup>, соответственно; для частиц вольфрама ( $r_0 = 17$  мкм)  $\tau_p = 0,17$  и 1 мс при максимальной интенсивности неодимового излучения  $q_0 = 10^5$  и  $10^6$  Вт/см<sup>2</sup>, что значительно меньше времени нагрева частиц до начала интенсивного испарения и выхода в газодинамический режим испарения. Пороговая плотность энергии  $E_p$  слабо зависит от размеров частиц и определяется материалом. Для частиц корунда и

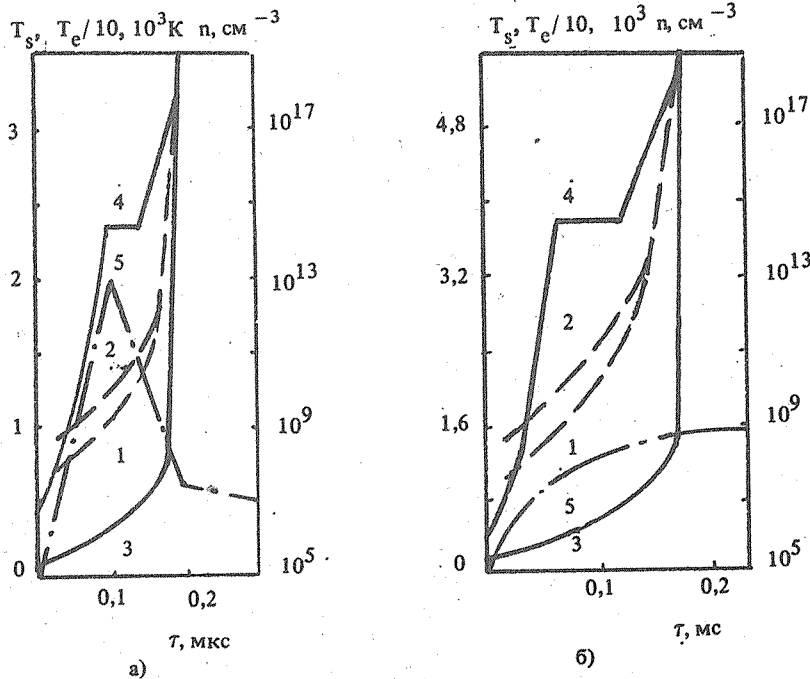


Рис. 1. Зависимость от времени концентраций возбужденных атомов (1) и электронов (2), температур электронного газа (3) и частицы (4) при оптическом пробое в атмосфере аргона вблизи частицы: а)  $\text{Al}_2\text{O}_3$  с радиусом  $r_0 = 1$  мкм в поле импульсного излучения  $\text{CO}_2$  лазера с пиковой интенсивностью  $q_0 = 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>; б) вольфрама с  $r_0 = 17$  мкм в поле импульсного излучения неодимового лазера с максимальной интенсивностью  $q_0 = 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>. Штрих-пунктирная линия (5) — форма импульса излучения.

вольфрама  $E_p$  составило 8 и 180 Дж/см<sup>2</sup>, соответственно. Расчетные значения  $E_p$  и  $\tau_p$  согласуются с результатами экспериментальных исследований. В работе /5/ по оптическому пробое в аэрозолях, содержащих частицы корунда с  $r_0 = 0,5 - 1$  мкм, излучением  $\text{CO}_2$  лазера пороговая плотность энергии  $E_p$  составила  $\sim 10$  Дж/см<sup>2</sup>, а время возникновения пробоя  $\tau_p \sim 0,2$  мкс при пиковой интенсивности в импульсе  $q_0 \sim 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>.

Таким образом, в настоящей работе аналитически и численно исследована начальная стадия оптического плазмообразования в газодисперсной среде под действием импульсного излучения лазера. Проведен расчет пороговых характеристик  $E_p$ ,  $\tau_p$ . Проанализированы условия возникновения неравновесной ионизации атомов испаренного вещества на начальном этапе пробоя. Получено аналитическое выражение для начальной концентрации электронов в условиях неравновесности системы. На примере частиц из вольфрама и окиси алюминия в среде аргона показано, что пробоем в окрестности тугоплавких частиц реализуется при испарении их в диффузионном режиме.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Зуев В. Е., Копытин Ю. Д., Кузиковский А. В. Нелинейные оптические эффекты в аэрозолях. Новосибирск, Наука, 1980.
2. Smith D. C. J. Appl. Phys., 48, 2217 (1977).
3. Игошин В. И., Летфуллин Р. Р., Пичугин С. Ю. Препринт ФИАН № 68, М., 1988.
4. Игошин В. И., Канавин А. П., Летфуллин Р. Р. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 5, 10 (1987).
5. Негин А. Е., Осипов В. П., Пахомов А. В. Квантовая электроника, 13, 2208 (1986).

Поступила в редакцию 8 июня 1988 г.