

ОЦЕНКА СТЕПЕНИ ИОНИЗАЦИОННОЙ НЕРАВНОВЕСНОСТИ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ИСПАРЕНИИ МЕТАЛЛОВ

В.И. Игошин, А.П. Канавин, Р.Р. Летфуллин

На основе анализа газодинамического течения в клуденовском слое и явлений в ленгмюровском слое вычислена степень ионизационной неравновесности при лазерном испарении металлов и показано, что она определяется условиями газодинамического разлета испаренного вещества.

Испарение вещества при воздействии лазерного излучения на поглощающие материалы исследовалось в работах [1–7]. В [1, 2] изучен газодинамический разлет паров в вакуум и во внешнюю атмосферу. Неравновесные кинетические явления при лазерном испарении обсуждались в [3, 5–7]. В работах [2, 4] показано, что условия на границе газовой фазы с мишенью оказываются связанными с газодинамическим движением самосогласованным образом.

Многие физические процессы в приповерхностном слое газа определяются степенью его ионизации (поглощение лазерного излучения, конденсация, пробой паров и т.д.). В настоящей работе показано, что концентрация заряженных частиц в газе вблизи границы с мишенью, также как и другие характеристики пара, определяется не только термодинамическими свойствами материала мишени, но и условиями газодинамического движения. Ионизационная неравновесность при лазерном испарении металлов оказывается обусловленной взаимодействием атомов в паровой фазе и внешним давлением, если испарение происходит не в вакуум.

Степень ионизации испаренного вещества определяется балансом заряженных частиц на границе раздела фаз: испарением с поверхности и адсорбцией на ней электронов и ионов. В общем случае для определения условий полного баланса необходимо решать кинетические уравнения для электронов и ионов с учетом возникающего вблизи поверхности двойного слоя пространственного заряда (ленгмюровского слоя). В условиях лазерного испарения вещества мишени между основными параметрами задачи имеют место соотношения $L_d \ll l_{ia} \ll l_{aa}$, где L_d – длина дебаевского экранирования; l_{ia}, l_{aa} – длины свободного пробега ионов и атомов вблизи поверхности. При этом достаточно ограничиться рассмотрением законов сохранения. На расстояниях от поверхности z , удовлетворяющих условию $L_d \ll l_{ia} \ll z \ll l_{aa}$, законы сохранения потоков частиц и их энергий имеют вид:

$$j_i \exp(-e\Delta\Phi/kT_s) = (1 - \eta)j_a a,$$

$$j_e = (1/4)n_e v_e(T_e) \exp(-e\Delta\Phi/kT_e) + j_a(1 - \eta)a, \quad (1)$$

$$(2kT_s + e\Delta\Phi)j_e = \frac{1}{4}(2kT_e + e\Delta\Phi)n_e v_e(T_e) \exp(-e\Delta\Phi/kT_e) + \frac{5}{2}kT_e(1 - \eta)j_a a,$$

где j_e, j_i – потоки электронов и ионов эмиттированных поверхностью мишени; T_s, T_e – температура поверхности и температура электронного газа вблизи нее; $\Delta\Phi$ – скачок электрического потенциала двойного слоя; η – коэффициент возврата испаренных частиц; a – степень ионизации атомов приповерхностного газа. В (1) учтено, что на расстоянии $z > l_{ia}$ функции распределения атомов и ионов совпадают и потенциальный барьер является ускоряющим по отношению к электронам, эмиттированным поверхностью. Условие для ускоряющего термоэлектронов потенциального барьера следует из уравнений баланса потоков заряженных частиц: $\Delta\Phi \geq (kT_e/l) \ln \sqrt{T_e/T_s}$. Учитывая, что поток термоионной эмиссии связан с потоком испаренных атомов соотношением Ленгмюра – Саха $j_i = (g_+/g_0)j_a \exp[-(I - \chi_0)/T_s]$ (где g_0, g_+ – статистические веса атомов и ионов; I – потенциал ионизации атома; χ_0 – работа выхода электрона из материала мишени), система (1) принимает вид:

$$\frac{j_e}{j_i} = \exp\left(-\frac{e\Delta\Phi}{kT_s}\right) \left[1 + \frac{1}{1-\eta} \sqrt{\frac{MT_e}{mT_s}} \exp\left(-\frac{e\Delta\Phi}{kT_e}\right) \right], \quad (2)$$

$$\frac{T_s}{T_e} + \frac{e\Delta\Phi}{2kT_s} = \exp\left(-\frac{e\Delta\Phi}{kT_s}\right) \left[\frac{5}{4} + \frac{1}{1-\eta} \left(1 + \frac{e\Delta\Phi}{2kT_e}\right) \sqrt{\frac{MT_e}{mT_s}} \exp\left(-\frac{e\Delta\Phi}{kT_e}\right) \right],$$

где M , m — массы атома и электрона. Численные оценки показывают, что вблизи температуры кипения для металлов $j_e \sim j_i$, следовательно, выполняется условие

$$(T_e - T_s)/T_s \sim (m/M)^{1/4} (j_e/j_i)^{1/2} \ll 1.$$

Учитывая это обстоятельство, из (2) имеем:

$$\Delta\Phi = (kT_s/e) \ln [(j_e/j_i) (m/M)^{1/2}], \quad (3)$$

$$\alpha = (g_+/g_0) \exp[-(1 - \chi_0 + e\Delta\Phi)/kT_s].$$

В работе /6/ найдена зависимость степени ионизации испаренного вещества от величины $1 + \chi - \chi_0$ (теплоты испарения иона) в пренебрежении величиной потенциального барьера $\Delta\Phi$, возникающего вблизи поверхности мишени. Однако условие $\Delta\Phi = 0$ выполняется при температуре поверхности

$$T_s = (1 - 2\chi_0) \ln \left(\frac{n_e^*}{n_a} \sqrt{\frac{M}{m}} \frac{g_0}{2g_+} \right) \sim 10 \text{ эВ},$$

где $n_e^* = (2\pi mkT_s/h^2)^{3/2}$, что практически не реализуется в рассматриваемых условиях.

Используя для потока термоэлектронной эмиссии формулу Ричардсона $j_e = (A/e) T_s^2 \exp(-\chi_0/kT_s)$, где A — постоянная Ричардсона, из (3) получаем: $n_{e0}^2 = n_{es}^2(T_s)/(1 - \eta)$. Здесь $n_{es}(T_s)$ — равновесная концентрация электронов, определяемая соотношением Саха: $n_{es}^2(T_s) = n_a (g_+/g_0) \frac{2(2\pi mkT_s)^{3/2}}{h^{-3}} \times \exp(-1/kT_s)$. Наибольшее отличие степени ионизации от равновесного значения возникает при испарении в атмосферу внешнего газа или в условиях внешнего нагрева газа в области газодинамического движения. В последнем случае, используя коэффициент возврата η из /8/, имеем: $n_{e0}^2 = (32T_\infty/15\pi T_s)^{1/2} \times n_{es}^2(T_s)$, где T_∞ — конечная температура нагрева. При испарении в атмосферу внешнего газа большого давления (диффузионный режим испарения), имеем:

$$(1 - \eta)j_a = D_a P_s / R_0 T_s, \quad n_{e0}^2 = (3R_0/4l) n_{es}^2(T_s),$$

где D_a — коэффициент диффузии атомов; P_s — давление внешнего газа; R_0 — радиус пятна фокусировки лазерного излучения на мишени; l — длина свободного пробега атомов.

Таким образом, степень ионизации приповерхностного газа в пределах кнудсеновского слоя определяется температурой поверхности и коэффициентом возврата испаренных частиц, который, в свою очередь, определяется условиями газодинамического разлета испаренного вещества.

ЛИТЕРАТУРА

1. Афанасьев Ю. В., Крохин О. Н. Труды ФИАН, 52, 118 (1970).
2. Анисимов С. И. и др. Действие излучения большой мощности на металлы. М., Наука, 1970.
3. Knight C. J. AIAA J., 17, 519 (1979).
4. Самохин А. А. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 6, 3 (1982).
5. Мажук В. И., Самохин А. А. Квантовая электроника, 11, 2482 (1984).
6. Гладуш Г. Г., Явохин А. Н. Квантовая электроника, 12, 2130 (1985).
7. Игошин В. И., Курочкин В. И. Квантовая электроника, 11, 1555 (1984).
8. Мойжес Б. Я., Немчинский В. А. ЖТФ, 52, 684 (1982).

Поступила в редакцию 15 января 1987 г.