ПМТФ, № 1, 1992

УДК 523.529.56

А. Н. Поляничев

МОДЕЛЬ РАЗЛЕТА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В ВАКУУМ

Воздействие лазерного излучения (ЛИ) на поверхность твердой мишени, расположенной в атмосфере пониженного давления, вызывает образование и разлет плазмы паров мишени. Известно, что при низких давлениях фоновый газ слабо влияет на разлет. При этом хорошим приближением является модель разлета плазмы в вакуум [1—11]. Основные результаты здесь получены из рассмотрения плоского [1, 2, 4—8] или квазистационарного сферического [3, 5, 10, 11] разлета. Для плоского разлета построены автомодельные решения для полностью [2, 4, 5] или частично [5, 8] ионизованной неизлучающей плазмы, а также проведены численные исследования [6, 7], учитывающие переизлучение плазмы. Для сферического случая распределение параметров плазмы находится численно, если заданы параметры в точке Жуге [3, 5, 10].

Таким образом, основные результаты найдены из численных расчетов (они требуются даже в автомодельных решениях), которые дают достаточно подробную картину процесса. Однако основные характерные черты разлета должны слабо зависеть от детальных знаний точных коэффициентов поглощения, уравнений состояния и переноса; они даже лучше видны, если уменьшить детализацию и упростить модель, естественно, не потеряв при этом качественных особенностей процесса. Такая недетальная модель позволяет увидеть основные тенденции и занимает промежуточное положение между численными расчетами и простейшими оценками. Так, автомодельные решения [2, 4, 5, 8] дали относительно простую картину пространственно-временного распределения параметров плазмы при плоском разлете для степенной (или постоянной) интенсивности ЛИ.

Оказывается, что на основе результатов предыдущих работ возможно дальнейшее упрощение рассмотрения разлета низкотемпературной лазерной плазмы в вакуум, что и сделано в данной работе. Это позволило: написать уравнение плоского разлета для произвольной зависимости интенсивности ЛИ от времени, найти его частные решения, изучить влияние на разлет собственного излучения плазмы, на основе модели двумерного разлета оценить время нарушения самосогласованного режима разлета (просветления плазмы) при переходе от плоской стадии к двумерной, получить приближенные выражения для распределения плазмы во время сферической или цилиндрической стадии разлета. Модель расширяет класс задач, охватываемых с помощью аналитического подхода, и может быть применена для аналитического исследования других физических процессов, сопровождающих разлет: излучение плазмы, генерация электрических и магнитных полей, взаимодействие плазмы с фоновым газом и др.

1. Основы модели. Уравнение плоского разлета. Определяющие модель предположения основываются на приближении среднего заряда ионов плазмы [12] и в общем совпадают с предположениями [8]. При этом рассматривается только внешняя горячая зона плазмы, а не внутренняя зона разогрева.

Пусть имеется плоская мишень, расположенная в вакууме. На нее по нормали падает ЛИ и поглощается разлетающейся эрозионной плазмой. Если времена разлета и нагрева плазмы превышают характерные времена ионизации и рекомбинации, то ионизационное состояние равновесное. В такой плазме распределение ионов по зарядам имеет вид узкого и острого пика — в основном присутствуют ионы одного-трех зарядов, что позволяет ввести средний заряд ионов (степень ионизации), считающийся непрерывной величиной [12, 8]: $Z = n_e/n$ (n_e, n — плотности числа электронов и ионов). Еще одно упрощение связано с заменой реальной зависимости потенциала ионизации $I(Z)$ на степенную аппроксимацию [12, 8]: $I(Z) = I_1 Z^\alpha$. Значения α для некоторых элементов, рассчитанные при $I(Z) \leqslant 100—300$ эВ, приведены в таблице. Из уравнения иониза-

Материал	α
Углерод	1,2
Алюминий	1,7
Хром	1,4
Железо	1,34
Медь	1,45
Серебро	1,4
Свинец	1,3

ционного равновесия Саха следует [12, 8], что $I(Z) \simeq \beta T$ (T — одинаковая для электронов и ионов температура плазмы, а β логарифмически зависит от параметров плазмы и приближенно считается константой).

При построении автомодельных решений [2, 4, 8] использовалась линейная зависимость скорости плазмы $v\,(x,\ t)$ от координаты x [13] с $v\,(0,\ t) \neq 0$. Однако в большей части объема плазмы $v\,(x,\ t) \gg v\,(0,\ t)$ и удобнее брать

$$v\,(x,\ t) = (x/x_f)dx_f/dt \tag{1.1}$$

($x_f(t)$ — координата границы плазмы с вакуумом). Коэффициент поглощения ЛИ быстро уменьшается с ростом x. Поэтому можно считать, что ЛИ в основном поглощается вблизи $x = 0$, и вместо уравнения локального нагрева плазмы [2, 4, 8] применять приближение адиабатического разлета в виде [12]

$$(T^{3/2}/n)\exp(\gamma Z) = \mathrm{const}. \tag{1.2}$$

Подстановка (1.1), (1.2) в уравнение движения с заменой $Z + 1$ на Z при больших Z [8] дает распределение параметров плазмы в плоской стадии разлета:

$$\begin{gathered} Z(\xi,\ t) = Z_m(t)\,(1 - \xi^2)^{1/(\alpha+2)}, \\ T(\xi,\ t) = T_m(t)\,(1 - \xi^2)^{\alpha/(\alpha+2)}, \\ n(\xi,\ t) = n_m(t)(1 - \xi^2)^{1,5\alpha/(\alpha+2)}\exp\{\gamma Z_m[(1 - \xi^2)^{1/(\alpha+2)} - 1]\}, \\ \xi = x/x_f \end{gathered} \tag{1.3}$$

(для получения (1.3) достаточно, чтобы энтропия s слабо зависела от координаты: $\gamma dZ/dx \gg ds/dx$). Максимальные по координате параметры $Z_m(t)$, $T_m(t)$ и $n_m(t)$ достигаются при значении $\xi = 0$, принятом за границу внешней и внутренней зон плазмы:

$$\begin{gathered} Z_m(t) = \left(m\gamma_\alpha^{-1} I_\beta^{-1} x_f d^2x_f/dt^2\right),\quad T_m(t) = I_\beta Z_m^\alpha(t),\ \gamma_\alpha = 2\gamma/(\alpha + 2), \\ I_\beta = I_1/\beta \end{gathered} \tag{1.4}$$

(m — масса иона). Плотность $n_m(t)$ находится из условия самосогласованного режима разлета (СРР) [1, 2, 4], в котором оптическая толщина плазмы для ЛИ $\theta_l = \mathrm{const}$ порядка единицы. Коэффициент поглощения ЛИ с частотой ν_l в разреженной плазме, где n_e много меньше критической плотности отсечки ЛИ, с учетом фотоэффекта и вынужденного испускания при $h\nu_l \ll T$ имеет вид [12]

$$\varkappa_l = \varkappa_1 Z^3 n^2 T^{-3/2}\nu_l^{-2},\quad \varkappa_1 = 2^{5/2}3^{-3/2}\pi^{1/2}e^6 m_e^{-3/2}c^{-1}. \tag{1.5}$$

С помощью (1.5) из условия СРР после приближенного интегрирования по x с учетом того, что основной вклад дает область вблизи $x = 0$, следует

$$n_m(t) = (4\gamma_\alpha/\pi)^{1/4}\nu_l\theta_l^{1/2}(\varkappa_1 x_f)^{-1/2}T_m^{3/4}Z_m^{-5/4}. \tag{1.6}$$

Параметры плазмы (1.4) и (1.6) зависят только от $x_f(t)$. Уравнение для $x_f(t)$ получается из закона сохранения энергии $E_1(t) + E_2(t) + E_3(t) = W_l(t) - W_r(t)$ (E_1, E_2, E_3 — соответственно кинетическая энергия разлета, тепловая и энергия ионизации атома до Z-иона в расчете на единичную площадь поверхности мишени, $W_l(t)$ — плотность энергии ЛИ, $W_r(t)$ — потери на излучение плазмы). Приближенное интегрирование по x дает

$$\begin{gathered} E_1 = \frac{mN_s}{2\gamma_\alpha Z_m}\left(\frac{dx_f}{dt}\right)^2,\quad E_2 = \frac{3}{2}Z_m T_m N_s,\quad E_3 = \frac{I_1 Z_m^{1+\alpha}}{1+\alpha}N_s, \\ N_s = \left(\frac{\pi}{2\gamma_\alpha Z_m}\right)^{1/2} x_f n_m \end{gathered} \tag{1.7}$$

($N_s(t)$ — число атомов плазмы, испарившихся с единичной площади мишени). Энергией, потраченной на испарение поверхности, можно пренебречь. Тогда уравнение разлета запишется как

$$x_f^{1/2}\left(x_f\frac{d^2x_f}{dt^2}\right)^{(7\alpha-3)/(4\alpha+8)}\left[\frac{3}{\beta}+\frac{2}{\alpha+1}+\frac{(dx_f/dt)^2}{\beta x_f d^2x_f/dt^2}\right]=b\,(W_l-W_r), \tag{1.8}$$

$$b=2\,(\varkappa_1/\theta_l)^{1/2}\left(\gamma_\alpha^{8\alpha-1}I_\beta^{-17}m^{3-7\alpha}\right)^{1/(4\alpha+8)}/\left(\pi^{1/4}\beta\nu_l\right).$$

В случае наклонного падения ЛИ под углом φ к нормали мишени в полученных формулах надо заменить θ_l на $\theta_l\cos\varphi$.

Таким образом, при построении модели вместо уравнений непрерывности, энергии и локального поглощения ЛИ [2, 4, 8, 11] использовались условие СРР, уравнения баланса полной энергии и адиабаты, что значительно упростило рассмотрение. Условие СРР позволило при распределении скорости разлета (1.1) получить меняющееся во времени число атомов $N_s(t)$, с которым связан поток атомов во внешнюю зону плазмы со скоростью $v_n(t)=n_m^{-1}dN_s/dt$. Она должна быть меньше $v(x, t)$, что ведет к ограничению $\xi>\xi_n=v_n/(dx_f/dt)$. При условии $Z(x, t)>1$ $T>I_\beta\sim 1$ эВ, а совместно с (1.3) имеем $\xi^2<\xi_z^2=1-Z_m^{-\alpha-2}$.

2. Плоский разлет. Уравнение плоского разлета (1.8) дает возможность в определенных конкретных случаях найти аналитические (точные или приближенные) решения. Некоторые из них приведены ниже. Точное решение получается при $W_r=0$, $W_l=W_\tau t^\delta/\tau^\delta$ ($W_\tau=W_l(\tau)$, τ — длительность лазерного импульса). Назовем это δ-решением:

$$x_f(t)=\frac{t}{(d^2+d)^{(7\alpha-3)/(16\alpha-2)}}\left(\frac{bW_l}{at^{1/2}}\right)^{(2\alpha+4)/(8\alpha-1)}, \tag{2.1}$$

$$Z_m(t)=\left[\frac{m\,(d^2+d)\,x_f^2}{\gamma_\alpha I_\beta t^2}\right]^{1/(\alpha+2)},$$

$$d=\frac{(\alpha+2)\,(2\delta-1)}{8\alpha-1},\quad a=\frac{3}{\beta}+\frac{2}{\alpha+1}+\frac{d+1}{\beta d},$$

$n_m(t)$, $T_m(t)$ и $N_s(t)$ находятся из формул (1.4), (1.6) и (1.7). Сравнение полученного решения для разлета алюминиевой плазмы при $\delta=1$, $\beta=9$ с известным решением [5] показывает на хорошее совпадение с точностью до 20—30 %.

Приближенно уравнение (1.8) решается при $W_r\ll W_l\sim t^\delta$, если записать

$$x_f(t)=x_{f\delta}(t)\,[1+\rho(t)],\quad \rho\ll 1, \tag{2.2}$$

где индекс δ отмечает δ-решение (2.1). Линеаризация уравнения (1.8) по ρ приводит к

$$\rho(t)=-W_r/[A_gW(t)],\quad A_g=A_1+A_2g+A_3(g^2-g), \tag{2.3}$$

$$A_1=\frac{8\alpha-1}{2\alpha+4},\quad A_2=\frac{7\alpha-3}{2d\,(\alpha+2)}-\frac{2}{a\beta d^2},\quad A_3=\frac{7\alpha-3}{4d\,(\alpha+2)\,(d+1)}-\frac{1}{a\beta d^2}$$

(g — показатель степени в зависимости $\rho(t)\sim t^g$, который определяется видом учитываемого теплового излучения плазмы). Линеаризованные по ρ параметры плазмы имеют вид

$$\frac{dx_f}{dt}=\frac{dx_{f\delta}}{dt}\left[1+\left(1+\frac{g}{d+1}\right)\rho\right],\quad Z_m(t)=Z_{m\delta}(1+A_z\rho), \tag{2.4}$$

$$T_m(t)=T_{m\delta}(1+\alpha A_z\rho),\quad n_m(t)=n_{m\delta}[1-(1-(3\alpha-5)A_z/2)\rho/2],$$

$$N_s(t)=N_{s\delta}[1+(1+(3\alpha-7)A_z/2)\rho/2],$$

$$A_z=[2+2g/d+(g^2-g)/(d^2+d)]/(\alpha+2).$$

Оценим интенсивность излучения плазмы в непрерывной и линейчатой частях спектра. В непрерывном спектре максимальная интенсивность достигается на частотах $h\nu \sim 3T_m$. С ростом ν коэффициент поглощения уменьшается. Поэтому если на частоте ЛИ оптическая толщина плазмы порядка единицы, то при $\nu > \nu_l$ плазма прозрачна для излучения, а при $h\nu_l \ll 3T_m$ потери на излучение непрерывного спектра можно считать объемными. Формула для потерь энергии в единичном объеме плазмы f_r приведена в [12, 14]:

$$f_r = a_r Z^3 n^2 T^{1/2}, \quad a_r = 8\pi\varkappa_1(1+u)/hc^2 \tag{2.5}$$

($u = E_4/T = \beta/4$ для водородоподобного атома, у которого энергия первого возбужденного уровня $E_4 = I(Z)/4$). Интегрирование (2.5) по объему плазмы с учетом (1.3) приближенно дает интенсивность непрерывного излучения

$$q_{rc} = a_r \theta_l \nu_l^2 T_m^2/\varkappa_1, \quad W_{rc} = \int_0^t q_{rc}(t)\,dt.$$

Линейчатое излучение поглощается резонансно и имеет большой коэффициент поглощения. Поэтому можно считать, что плазма излучает как черное тело с интенсивностью

$$q_{rd} = 2\sigma k_d T_m^4, \quad W_{rd} = \int_0^t q_{rd}(t)\,dt,$$

где σ — постоянная Стефана — Больцмана; k_d — средняя по спектру доля, занимаемая линиями. В плотной плазме линии уширяются в основном из-за эффекта Штарка. Ширина k-го уровня водородоподобного иона оценивается в виде [14] $\Delta\varepsilon_k = 3\hbar^2 n^{2/3} k(k-1)/m_e$. Максимальный номер уровня, который еще можно считать дискретным, находится из условия равенства $\Delta\varepsilon_k$ расстоянию между соседними уровнями. Это дает оценку

$$k_d \simeq \left[\hbar^2 n^{2/3} m_e^{-1} I^{-1}(Z)\right]^{1/5}.$$

Если в формуле (2.3) W_r берется при невозмущенных параметрах плазмы (2.1), то получается для непрерывного излучения $g = g_c$ и для линейчатого $g = g_d$, где $g_c = (\delta + 4\alpha - 1)/(8\alpha - 1) \approx 1/2$; $g_d = [(8\alpha + 1)\delta - 1]/(8\alpha - 1) \approx \delta$.

Для проведения расчетов удобно брать практические единицы измерения: x, см; t, мкс; энергия, Дж; скорость, см/мкс; W, Дж/см²; q, МВт/см²; n, 10^{18} см$^{-3}$; T_m, $I(Z)$ и энергия кванта ЛИ $\varepsilon_l = h\nu_l$, эВ. В этих единицах уравнение (1.8) сохраняет свой вид с заменой b на

$$b_p = 10\left[\gamma_\alpha^{8\alpha-1}(1{,}6I_\beta)^{-17}(1{,}67A)^{3-7\alpha}\right]^{1/(4\alpha+8)}/\left(\beta\varepsilon_l\theta_l^{1/2}\right)$$

(A — атомный вес материала мишени). Параметры плазмы (1.4), (1.6) и (1.7) записываются как

$$Z_m(t) = \left(A\gamma_\alpha^{-1}I_\beta^{-1}x_f d^2x_f/dt^2\right)^{1/(\alpha+2)}, \quad T_m(t) = I_\beta Z_m^\alpha,$$

$$n_m(t) = 2{,}1\varepsilon_l\gamma_\alpha^{1/4}\theta_l^{1/2}I_\beta^{3/4}Z_m^{(3\alpha-5)/4}x_f^{-1/2}, \quad N_s = 2{,}7\varepsilon_l\gamma_\alpha^{-1/4}\theta_l^{1/2}I_\beta^{3/4}Z_m^{(3\alpha-7)/4}x_f^{1/2};$$

δ-решение (2.1) преобразуется к

$$x_f(t) = \gamma_\alpha^{1/2}t\left\{[1{,}67A(d^2+d)]^{3-7\alpha}\left(10W_l\varepsilon_l^{-1}\beta^{-1}a^{-1}t^{-1/2}\theta_l^{-1/2}\right)^{4\alpha+8}\times\right.$$
$$\left.\times(1{,}6I_\beta)^{-17}\right\}^{1/(16\alpha-2)}, \tag{2.6}$$

$$Z_m(t) = \left(\frac{A}{I_\beta\gamma_\alpha}\right)^{1/(\alpha+2)}\left[\frac{b_p^4(d^2+d)W_l^4}{a^4t^2}\right]^{1/(8\alpha-1)} = \left[\frac{2\cdot10^4A(d^2+d)W_l^4}{\theta_l^2\beta^4(1{,}6I_\beta)^8a^4\varepsilon_l^4t^2}\right]^{1/(8\alpha-1)}.$$

Интенсивность излучения плазмы

$$q_{rc} = 0{,}2\varepsilon_l^2T_m^2, \quad q_{rd} = 0{,}2k_dT_m^4, \quad k_d = n^{2/15}I^{-1/5}(Z)/6.$$

3. Двумерный разлет, круглое пятно облучения. В [3, 5, 10] использовалось полученное из общих принципов предположение о том, что, когда плазма удаляется от мишени на расстояние, превышающее размер пятна ЛИ, ее разлет приобретает сферический характер, а параметры плазмы соответствуют концу плоской стадии разлета. Для более полного обоснования возможности такого перехода к модели сферического разлета при круглом пятне ЛИ и для оценки времени просветления плазмы рассмотрим приближенную модель осесимметричного разлета. Вводится r — расстояние от оси ЛИ. Применяются уравнение адиабаты (1.2) и линейное распределение скорости по x (1.1) и по r: $v_r(r, t) = (r/r_f)dr_f/dt$ (r_f — координата границы плазмы при $x = 0$). Из уравнений движения и требования совместности найденного при этом распределения $Z_m(x, r, t)$ получается, что граница плазмы имеет форму половины эллипсоида вращения с полуосями x_f и r_f, связанными уравнением

$$x_f d^2x_f/dt^2 = r_f d^2r_f/dt^2,$$

а пространственное распределение параметров плазмы имеет вид (1.3) с заменой $1 - \xi^2$ на $1 - \xi^2 - \xi_r^2$ ($\xi_r = r/r_f$). Также остаются справедливыми формулы (1.4) и (1.6).

Условие СРР, очевидно, не выполняется во всем пятне ЛИ радиуса r_l, но вводится требование его выполнения на оси ЛИ. Поэтому модель является точной лишь при $r_f \gg r_l$, когда внутри пятна параметры плазмы почти постоянны по радиусу. Однако в связи с отмеченным методическим характером модели эта приближенность непринципиальна. Уравнение разлета определяется из баланса энергии

$$r_f^2 x_f^{1/2}\left(x_f\frac{d^2x_f}{dt^2}\right)^{7(\alpha-1)/(4\alpha+8)}\left[\frac{3}{\beta}+\frac{2}{\alpha+1}+ + 2\frac{(dx_f/dt)^2+2(dr_f/dt)^2}{\beta x_f d^2x_f/dt^2}\right] = b_1 r_l^2 (W - W_r), \tag{3.1}$$

$$b_1 = (\varkappa_1/\theta_l)^{1/2}\beta^{-1}\pi^{-1/4}\nu_l^{-1}\left(\gamma_\alpha^{12\alpha+3} I_\beta^{-21} m^{7-7\alpha}\right)^{1/(4\alpha+8)}.$$

В плоской стадии разлета, когда $x_f \ll r_l$, при $W_r = 0$ имеем δ-решение, аналогичное (2.1):

$$r_f/r_l = 1 + (x_f/r_l)^2 d/(4d + 2).$$

При $x_f = r_l$ получается, что r_f превышает r_l не более чем на 20—40 %, если $\delta = 1 - 3$, $\alpha = 1{,}2—1{,}7$. Следовательно, в плоской стадии плазма движется в основном вдоль луча ЛИ, за границу плоской стадии можно брать $x_f = r_l$, а при $x_f > r_l$ использовать приближение сферического разлета [3, 5, 10].

Анализ показал, что в сферической стадии скорость разлета границы плазмы растет очень медленно и ее можно считать постоянной, соответствующей концу плоской стадии. Тогда из решения уравнения (3.1) вытекает, что число атомов в плазме $N(t)$ и dN/dt быстро растут со временем. Значит, должен наступить момент времени t_c, когда интенсивности ЛИ будет недостаточно для испарения такого большого числа атомов. Это говорит о нарушении СРР и подтверждает результаты [3, 9] о просветлении плазмы при переходе к двумерной стадии разлета. Время t_c оценивается из условия $\pi r_l^2 q_l \varkappa_s = \varepsilon_s dN/dt$, где ε_s — энергия связи атома на поверхности, $\varkappa_s$ — коэффициент поглощения ЛИ поверхностью:

$$t_c/t_l = \exp\{7(\alpha - 1)\theta_l/[3\alpha + 17 - (11 - 3\alpha)\delta]\} \tag{3.2}$$

(t_l — время окончания плоской стадии разлета $x_f(t_l) = r_l$). В случае $\theta_l = 0{,}3$ для плоского разлета с $\delta = 1$ [2, 4, 8] при $\alpha = 1{,}2—1{,}7$ получается $t_c/t_l = 1{,}03—1{,}1$. С ростом δ t_c/t_l увеличивается из-за возрастания θ_l [8], но остается порядка единицы. Таким образом, нарушение СРР и просветление плазмы происходят практически сразу после перехода к сферической стадии. При этом ЛИ проходит к поверхности мишени, где испаряет новую порцию вещества, которая нагревается, ионизуется и постепенно догоняет испаренную ранее порцию. Возникает колебательный режим с периодом $\sim t_c \sim t_l$. Наиболее заметно эти колебания должны быть выражены для плотности и менее — для температуры. Такой режим наблюдался в численных расчетах В. И. Бергельсона, о которых сообщалось в [5]. Экспериментально колебания можно зарегистрировать, если измерять электрический потенциал мишени.

Со временем колебания должны затухнуть и установится режим квазистационарного сферически-симметричного разлета [3, 5, 10, 11]. Эта стадия характеризуется наличием плотного поглощающего ЛИ ядра плазмы, расположенного на расстоянии меньше r_l от мишени, и прозрачных для ЛИ периферийных слоев. Разумно предположить, что не все параметры ядра плазмы соответствуют концу плоской стадии, а только температура и скорость, так как они наименее подвержены изменению при переходе к сферическому разлету. При $\delta = 1$, $W_l = q_l t$ в практических единицах из формулы (2.6) получается

$$T_l = T_m(t_l) = I_\beta Z_l^\alpha, \quad Z_l = Z_m(t_l) = \left[\frac{A(d^2+d)\,r_l}{I_\beta \gamma_\alpha t_l^2}\right]^{1/(\alpha+2)}, \tag{3.3}$$

$$V_l = \frac{dx_f(t=t_l)}{dt} = \frac{(d+1)\,r_l}{t_l},$$

$$t_l = \left\{\left(\frac{r_l^2}{\gamma_\alpha}\right)^{8\alpha-1}\left(\frac{\theta_l^{1/2} a\beta\varepsilon_l}{10q_l}\right)^{4\alpha+8}(1{,}6I_\beta)^{17}\,[1{,}67A(d^2+d)]^{7\alpha-3}\right\}^{1/(18\alpha+2)}.$$

Для определения плотности на границе ядра $r = r_l$ удобно использовать условие равенства потока энергии ЛИ $\pi r_l^2 d_l$ потоку энергии плазмы из ядра, что дает в практических единицах

$$n(r_l) = 10 q_l V_l^{-1}\{1{,}6\,[3/\beta + 2/(\alpha+1)]\,I_1 Z_l^{1+\alpha} + 1{,}67 A V_l^2\}^{-1}. \tag{3.4}$$

После того как слой плазмы покинет ядро, его скорость разлета слабо растет с расстоянием (логарифмически), и ее можно брать равной V_l. Если интенсивность ЛИ меняется со временем достаточно медленно, так что течение плазмы успевает подстроиться, то

$$n(r,t) = n(r_l)\,r_l^2/r^2, \quad Z(r,t) = Z_l - 2\gamma^{-1}\ln(r/r_l).$$

Для учета потерь энергии на излучение следует ввести $q_r = dW_r/dt$ и заменить в (3.3), (3.4) q_l на $q_l - q_r$, что ведет к алгебраическим уравнениям для параметров плазмы при известной зависимости от них потерь энергии q_r. Например, если основной вклад дает линейчатое излучение и за излучающую поверхность можно взять поверхность ядра плазмы (это справедливо при $r_l \geqslant 0{,}1$ см в отличие от квазиобъемных потерь [10] при $r_l \leqslant 0{,}03$ см), то в практических единицах $q_{rd} \approx 0{,}06 n^{2/15}(r_l)\,T_l^{3/8}$. Подстановка $q - q_{rd}$ в (3.3) и замена $9\alpha + 1 \approx 9\alpha$, $T_l^{9/4} \approx T_l^2$ приводят к

$$T_l^2 = \frac{(B^2 + 2Dq_l)^{1/2} - B}{D}, \quad B = \frac{2{,}8\varepsilon_l a \gamma_\alpha^{1/4}\theta_l^{1/2}}{[1{,}67A(d^2+d)\,r_l]^{1/2}}, \quad D = \frac{0{,}13 n^{2/15}(r_l)}{T_l^{1/5}} \approx \text{const}.$$

4. Вытянутое в одном направлении пятно облучения. Пусть ширина такого пятна y_l. Модель двумерного разлета строится, как в п. 3. Если граница плазмы находится на расстоянии $x_f < y_l$ от мишени, то применима модель плоского разлета. При $x_f > y_l$ имеет место цилиндрический разлет, в котором плазма просветляется к моменту времени $t_c/t_l = \exp\{(7\alpha - 5)\theta_l/[11 - \alpha - 3(3-\alpha)\delta]\}$. Это происходит позже, чем в случае сферического разлета (3.2), из-за более слабого влияния бокового растекания плазмы. Так, при $\delta = 1$ ($\theta_l \approx 0{,}3$) и $\alpha = 1{,}2$—$1{,}7$ получается $t_c/t_l = 1{,}3$—$1{,}4$. Просветление плазмы должно, как и при сферическом разлете, привести к появлению осцилляций параметров плазмы. Но они должны быть слабее выражены и иметь больший период, чем для круглого пятна ЛИ того же размера. Параметры ядра плазмы определяются формулой (3.3), а плотность несколько отличается от (3.4): $n(y_l) \approx 1{,}3n(r_l)$.

Для периферийных слоев имеем распределение

$$n(r,\ t) = n(y_l)y_l/r,\ Z(r,\ t) = Z_l - \gamma^{-1} \ln (r/y_l).$$

Потери энергии на излучение плазмы учитываются, как и в п. **3**, с заменой q_l на $q_l - q_r$.

5. Второй вариант модели. Еще один вариант модели можно построить, если использовать уравнение адиабаты, отличающееся от (1,2). Для его определения запишем удельную внутреннюю энергию плазмы в виде $\varepsilon = I_\beta Z^{1+\alpha}[3/2 + \beta/(1+\alpha)]/m$ и найдем удельные теплоемкости при постоянном объеме c_V или постоянном давлении c_p. Они оказываются пропорциональными Z, но их отношение остается постоянным:

$$\gamma_a = c_p/c_V = [5(1 + \alpha) + 2\beta]/[3(1 + \alpha) + 2\beta].$$

Таким образом, хотя ионизуемая плазма не является идеальным газом в классическом смысле, но многие выражения идеального газа будут справедливы. Так,

$$T = \mathrm{const}\, \rho^{\gamma_a - 1},\quad \varepsilon = p/((\gamma_a - 1)\rho),\quad w = \gamma_a p/((\gamma_a - 1)\rho) \tag{5.1}$$

(w — удельная энтальпия, ρ — плотность). Однако выражение $p \sim \sim \rho^{(\alpha\gamma_a + \gamma_a - 1)/\alpha}$ хотя не сильно, но отличается от обычного $p \sim \rho^{\gamma_a}$, а $\varepsilon \sim \rho^{(\alpha+1)(\gamma_a - 1)/\alpha}$ заметно отличается от $\varepsilon \sim \rho^{\gamma_a - 1}$. Использование (5.1) вместо (1.2) после некоторых упрощений коэффициентов приводит к пространственно-временному распределению

$$Z(\xi,\ t) = Z_m(t)(1 - \xi^2)^{1/(\alpha+1)},\ n(\xi,\ t) = n_m(t)(1 - \xi^2)^{\gamma_b/(1+\alpha)},\ \gamma_b = \alpha/(\gamma_a - 1),$$

$$Z_m(t) = \left(\frac{m x_f}{\gamma_b I_\beta} \frac{d^2 x_f}{dt^2}\right)^{1/(\alpha+1)},\quad n_m(t) = \left(\frac{4\gamma_b}{\pi}\right)^{1/4} \frac{\nu_l I_\beta^{3/4} \theta_l^{1/2}}{(\varkappa_1 x_f)^{1/2} Z_m^{3(2-\alpha)/4}}.$$

Уравнение плоского разлета записывается в виде

$$x_f^{1/2} \left(x_f \frac{d^2 x_f}{dt^2}\right)^{(7\alpha-2)/(4\alpha+4)} \left[\frac{3}{2\beta} + \frac{1}{1+\alpha} + \frac{(dx_f/dt)^2}{2\beta x_f d^2 x_f/dt^2}\right] = b_2 (W_l - W_r), \tag{5.2}$$

$$b_2 = (\varkappa_1/\theta_l)^{1/2} \left(\gamma_b^{8\alpha-1} I_\beta^{-9} m^{2-7\alpha}\right)^{1/(4\alpha+4)} / (\pi^{1/4} \beta \nu_l).$$

Далее (5.2) решается аналогично п. **2**. Полученное решение не сильно (в пределах точности модели) отличается от формул (2.1) — (2.4). Рассмотрение двумерного разлета практически совпадает с приведенным в пп. **3**, **4**.

Таким образом, предлагаемая теоретическая модель позволяет найти простые выражения для параметров разлетающейся в вакуум лазерной плазмы в широком диапазоне изменения параметров лазерного излучения и материала мишени.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Крохин О. Н.** Самосогласованный режим нагревания плазмы излучением оптического генератора // ЖТФ.— 1964.— Т. 34, № 7.
2. **Афанасьев Ю. В., Кроль В. М., Крохин О. Н., Немчинов И. В.** Газодинамические процессы при нагревании вещества излучением лазера // ПММ.— 1966.— Т. 30, № 12.
3. **Немчинов И. В.** Стационарный режим движения нагреваемых излучением паров вещества при наличии бокового растекания // ПММ.— 1967.— Т. 31, № 2.
4. **Афанасьев Ю. В., Крохин О. Н.** Газодинамическая теория воздействия излучения лазера на конденсированные вещества // Тр. ФИАН.— 1970.— Т. 52.
5. **Малявина Т. Б., Немчинов И. В.** Параметры стационарной радиально-симметричной струи паров, нагреваемых излучением ОКГ // ПМТФ.— 1972.— № 5.
6. **Бергельсон В. И., Немчинов И. В.** Параметры плазмы, образующейся под действием микросекундных импульсов излучения лазеров на алюминиевую преграду в вакууме // Квантовая электрон.— 1978.— Т. 5, № 10.
7. **Бергельсон В. И., Немчинов И. В.** Численное исследование взаимодействия излучения лазера с преградой в вакууме с учетом спектрального состава излучения, испускаемого образующейся плазмой // Квантовая электрон.— 1980.— Т. 7, № 11.

8. **Тимощенко В. Н., Львов В. И.** Автомодельный разлет не полностью ионизованной лазерной плазмы // ЖТФ.— 1980. — Т. 50, № 5.
9. **Волчинская М. И., Ибраев Р. А., Мажукин В. И., Бестрякова Ж. А.** Численное моделирование двумерного осесимметричного плазменного факела.— М., 1982.— (Препр./АН СССР, ИПМ; № 88).
10. **Добкин А. В., Малявина Т. Б., Немчинов И. В.** Квазистационарное сферически-симметричное течение интенсивно излучающей плазмы, нагреваемой лазерным излучением // ПМТФ.— 1988.— № 1.
11. **Pert C. J.** Models of the laser-plasma ablation. Pt 2. Steady-state theory: self-regulation flow // J. Plasma Phys.— 1986. —V. 36, N 3.
12. **Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П.** Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.— М.: Наука, 1966.
13. **Седов Л. И.** Методы подобия и размерности в механике.— М.: Наука, 1988.
14. **Райзер Ю. П.** Физика газового разряда.— М.: Наука, 1987.

г. Москва *Поступила 26/III 1990 г., в окончательном варианте — 19/IX 1990 г.*

УДК 621.315.592

В. В. Гришаев

МЕХАНИЗМ ПОДПОРОГОВОГО ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЯ В ЭЛЕКТРОННО-ТЕРМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССАХ

В [1] показано, что взаимодействие пучка релятивистских электронов с порошковой смесью ферритообразующих оксидов характеризуется созданием в порошковых прессовках до 10^{20} радиационных дефектов в секунду и значительными пробегами катионов по сравнению с элементарным перескоком, что обеспечивает ускорение (на два-три порядка) диффузионных процессов спекания порошковых прессовок и процессов протекания твердофазных реакций [2, 3].

Анализ экспериментальных данных [1—3] и механизмов радиационно-стимулированной диффузии (РСД) [4, 5] с учетом механизмов радиационного дефектообразования позволяет сделать вывод, что при бомбардировке электронами с энергиями 0,3—15 МэВ наблюдаемые в экспериментах эффекты могут быть объяснены РСД от радиационно-рожденных дефектов (механизм дополнительных дефектов), возникающих в результате подпороговых механизмов (ПМ) дефектообразования.

В настоящей работе проводится оценка реализации подпорогового механизма ударного типа посредством ионизационного механизма дефектообразования, который обеспечивает ускоренное протекание твердофазных реакций и процессов спекания оксидных порошковых систем при воздействии пучком релятивистских электронов.

Одним из основных механизмов взаимодействия быстрых электронов с веществом являются процессы ионизации атомов вещества [6], что сопровождается созданием вторичных электронов с энергией до $E/2$. Существует также определенная [7—9] вероятность ионизации внутренних электронных оболочек атома (K, L, M, ...). Для различных атомов сечение ионизации, например, K-оболочки колеблется от 10^{-20} до 10^{-24} см^2.

В результате ионизации K-, L-оболочек атомов имеет место возникновение эффекта Оже [10] по каналам $K - LL$, $L - MM$, $L_{\mathrm{I}} - L_{\mathrm{III}},{}_{\mathrm{IV},\mathrm{V}}M$ и т. д., что приводит к образованию многозарядного иона, возможна также реализация «горизонтального» каскада ионизации Оже. Процессы перестройки электронной оболочки атома происходят за времена порядка перехода Оже (10^{-15} — 10^{-14} с). Для оксидов металлов характерно образование ионов металлов: Mn, Fe, Ni, Cu, Zn со средним зарядом 7+, для Mg — 3+, для Ba — 9+ и для иона кислорода 2+ [10].

Таким образом, через 10^{-15} — 10^{-14} с после ионизации внутренней оболочки атома металла он оказывается центром минимум двух одноименно заряженных ионов (ион металла и ион кислорода), между которыми возникают кулоновские силы отталкивания

$$F_{\text{к}} = (1/4\pi\varepsilon_0\varepsilon)\left(Q_1 Q_2 / r_a^2\right),$$

где ε_0 — электрическая постоянная; ε — относительная диэлектрическая постоянная; $Q_1 = 2e$ — заряд иона кислорода; Q_2 — заряд иона металла; r_a — расстояние между ионами кислорода и металла. Такое кулоновское