

04;07;10

## Модель импульсного испарения мишени и генерации ионов в лазерной плазме

© Г.Д. Конькова, Е.Е. Сильников, Алексей А. Сысоев,  
Александр А. Сысоев

Московский инженерно-физический институт  
(государственный университет)  
E-mail: sysoev@mephi.ru

Поступило в Редакцию 11 июля 2008 г.

Проведен анализ процессов в лазерной плазме для реальной зависимости плотности мощности излучения оптического квантового генератора во времени в диапазоне средних значений  $2 \cdot 10^9 - 2 \cdot 10^{10} \text{ W/cm}^2$ . Использована послойная модель импульсного испарения мишени и соответствующее пошаговое рассмотрение процесса генерации ионов. Показано, что плазма образуется в расширяющемся паре. На этапе оптического пробоя температура электронов сильно опережает температуру ионов. На всем протяжении облучения мишени скорость генерации ионов значительно превосходит скорость их рекомбинации. Рассмотрена кинетика образования ионов на фронте импульса излучения оптического квантового генератора.

PACS: 52.38.-г

В настоящей работе предложен новый подход к исследованию генерации лазерной плазмы при облучении твердой мишени лучем лазера для реальной зависимости плотности мощности излучения от времени. Указанная зависимость измерялась с помощью высокоскоростной аппаратуры, а затем аппроксимировалась с удовлетворительной точностью функцией:

$$q(t) = a_0 t^4 \exp(-0.65t) \text{ W/cm}^2,$$

где  $t$  — текущее время при излучении лазера, ns; коэффициенты  $a_0$  в крайних точках рассматриваемого диапазона плотностей мощности излучения лазера соответственно равны:  $a_0 = 1.46 \cdot 10^8$  при средней плотности мощности излучения  $q_m = 2 \cdot 10^9 \text{ W/cm}^2$  и  $a_0 = 1.46 \cdot 10^9$  — для  $q_m = 2 \cdot 10^{10} \text{ W/cm}^2$ , а для других  $q_m$  использовалась линейная

экстраполяция. Диаметр пятна фокусировки лазерного луча составлял  $d_f = 30 \mu\text{m}$ , длительность импульса излучения на полувысоте  $\tau = 6-7 \text{ ns}$  при длине волны излучения  $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ . В качестве облучаемой мишени выбран образец „бронза 663“, в котором концентрация Cu составляет  $c_{\text{Cu}} = 92\%$  [1].

Для определения характера нагрева мишени численным методом решалось уравнение теплопроводности. При достижении приповерхностным слоем температуры кипения/сублимации дальнейший рост его температуры прекращается, поскольку поглощаемая энергия излучения затрачивается на фазовый переход первого рода, т.е. его кипение/сублимацию. Для реального импульса излучения лазера время кипения/сублимации приповерхностного слоя оказывается достаточно большим, и образующийся пар успевает расшириться на заметную величину. Вследствие прозрачности пара излучению, более глубоко лежащие слои также прогреваются до температуры испарения/сублимации. Этот процесс протекает непрерывно. Чтобы построить модель, которая позволила бы теоретически описать кинетику процессов ионизации, предполагалось, что сначала приповерхностный слой испаряется полностью, при этом одновременно прогревается и следующий приповерхностный слой. После этого во втором слое происходит также фазовый переход первого рода и он испаряется/сублимирует и т.д. Толщина приповерхностных слоев выбрана равной  $h_i = 0.05 \mu\text{m}$ .

В течение периода испарения первого слоя при температуре кипения/сублимации толщина формирующегося над поверхностью сгустка пара примерно на порядок (в рассматриваемом диапазоне плотностей мощности излучения) превышает толщину испаренного слоя. Оценки степени ионизации  $\alpha$  облака пара вследствие возможных механизмов образования ионов (термоионизация —  $\alpha \sim 10^{-6}$ , тепловая ионизация, оптический пробой —  $\alpha < 10^{-6}$ , многоквантовый захват —  $\alpha \ll 10^{-6}$ , туннельный эффект —  $\alpha \ll 10^{-6}$ ) дают пренебрежимо малую величину. Отсюда следует важный фундаментальный вывод: при рассматриваемых плотностях мощности излучения лазера и реальной динамике облучения поверхности из кратера истекает практически нейтральный пар, а генерация плазмы происходит на стадии разлета пара, причем основным механизмом образования плазмы является оптический пробой. Его развитие облегчается наличием в испаренном паре большого количества начальных электронов.

Известно, что основным механизмом набора электронами энергии, достаточной для ионизации атомов пара, является взаимодействие фото-

нов с электронами в поле атома или иона в результате антитормозного эффекта (так называемые трехчастичные столкновения). Далее вычислялась энергия электронов, получаемая ими в течение одного шага. Число образующихся электронов в газовой фазе над поверхностью мишени вычислялось из кинетического уравнения для изменения концентрации электронов в предположении независимости электронной плотности от координат. По мере увеличения количества генерируемых ионов дополнительный вклад в этот процесс начинают давать трехчастичные столкновения с участием ионов, сечение взаимодействия с которыми может быть выше, чем с атомами. При расчетах степени ионизации пара учитывались потери энергии электронами в результате упругих столкновений.

При изучении кинетики ионизации при переходе к каждому следующему слою вводились три дополнительные принципиальные поправки: 1) учитывалось изменение плотности мощности излучения  $q$ , 2) корректировалось время испарения каждого последующего слоя  $\Delta t$ , 3) учитывалось изменение концентрации атомов/ионов ( $n_a$ ,  $n_i$ ) по мере повышения степени ионизации пара. С учетом изложенных выше положений был разработан алгоритм расчета степени генерации ионов во времени. В основу алгоритма дополнительно положена следующая модель. Электроны, набирая энергию, обмениваются столкновениями, в результате чего возникает некоторое распределение их по энергиям. Оценка времени релаксации между электронами даже на начальном шаге дает величину  $\sim 10^{-13}$  s, что значительно меньше, чем время набора энергии электронами на каждом шаге, которое составляет  $\sim 10^{-11}$  s. Поэтому предполагается, что электроны находятся в квазиравновесном состоянии и функция распределения их по энергиям соответствует максвелловской. Согласно этому распределению, можно вычислить число электронов, имеющих энергию  $w_e = I_i$ , где  $I_i$  — потенциал ионизации. Но поскольку ионизация при  $w_e = I_i$  происходит не эффективно, здесь принято рассматривать, что для электронов с энергией  $w_e \geq 1.5I_i$  ионизация происходит с эффективностью 100%. Зная количество таких электронов, определяем количество образующихся ионов и вторичных электронов.

Количество электронов на каждом шаге складывается из двух составляющих: электроны, выбитые с поверхности в результате фотоэффекта, и электроны, образующиеся в результате ионизации атомов. При расчете числа электронов  $N_{ef}^n$ , образующихся на шаге  $n$  в

результате фотоэффекта, коэффициент  $b$ , характеризующий квантовый выход, определялся из эксперимента. Энергия, которую набирают электроны в течение времени испарения одного слоя, складывается из энергии, получаемой электронами при выходе из поверхности за счет фотоэффекта (определялась экспериментально), и энергии, получаемой за счет трехчастичных столкновений.

Полученная на каждом последующем шаге энергия суммируется с энергией электронов, оставшейся от всех предыдущих шагов после вычета энергии, потраченной на ионизацию атомов и затраты на излучение плазмы, которые принимались равными  $\sim 10\%$ . Полная энергия в конце  $n$ -го шага вычислялась из выражения:

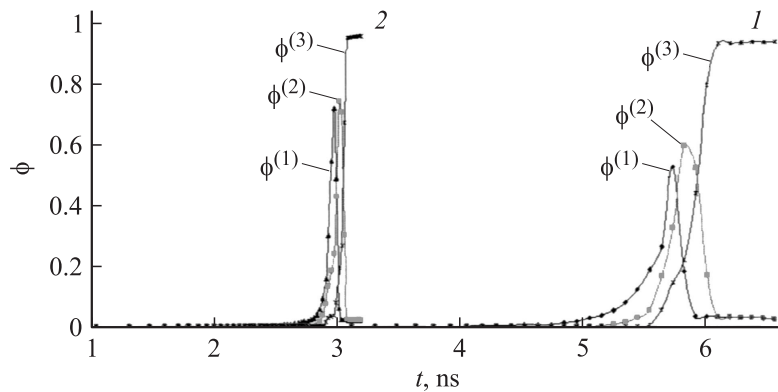
$$W_{e\Sigma}^n = 1.5h\nu N_{ef}^n + E_n N_{en} + E_n N_{e\Sigma}^{n-1} + W_{e\Sigma}^{n-1} - I_i N_i^n,$$

где  $N_{e\Sigma}^{n-1} = \sum_{m=1}^{n-1} N_{ef}^m + \sum_{m=1}^{n-1} N_i^m$  — суммарное количество электронов, образующееся к концу  $(n-1)$ -го шага,  $N_i^n = N_{e\Sigma}^{n-1} P_{n-1}$  — число образующихся на шаге  $n$  при трехчастичных столкновениях электронов/ионов,  $E_n$  — энергия, получаемая электронами при трехчастичных столкновениях,  $N_{en}$  — количество электронов, образующихся на  $n$ -м шаге,  $W_{e\Sigma}^{n-1}$  — суммарная энергия, полученная всеми электронами к концу  $(n-1)$ -го шага,  $P_{n-1}$  — доля электронов, имеющих энергию на  $(n-1)$ -м шаге выше  $1.5I_i$ . Последний член выражения для  $W_{e\Sigma}^n$  отражает потери энергии электронов на ионизацию. Из распределения Максвелла вычислялась доля электронов  $P_{n-1}$  имеющих энергию более  $1.5I_i$ , их количество, а также число ионов, образующихся на  $n$ -м шаге.

Общее число электронов, способных провести ионизацию атомов на всех шагах, и степень ионизации однозарядных ионов на  $n$ -м шаге вычислялись по формулам:

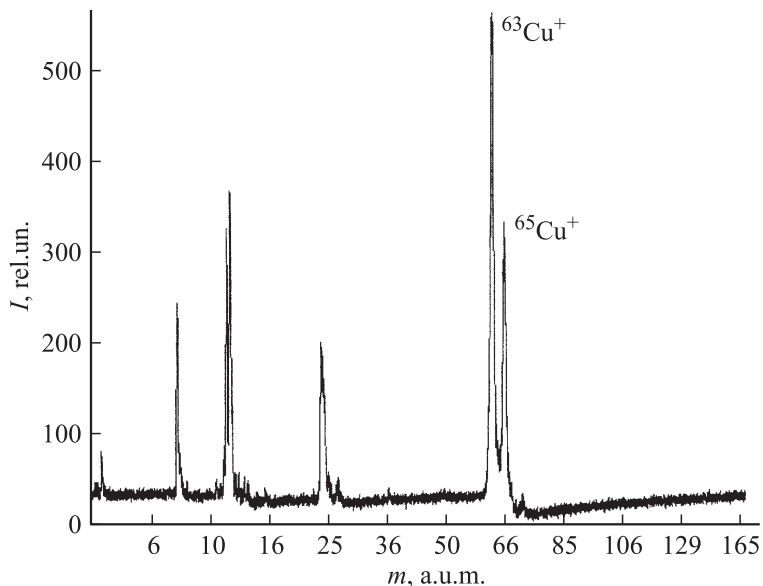
$$N_{\Sigma e} = \sum_{n=1}^n N_{en}^{sum}, \quad \phi_n = \frac{N_{\Sigma e}}{nN_a} = \frac{\sum_{n=1}^n N_{en}^{sum}}{nN_a},$$

где  $N_{en}^{sum}$  — суммарное на каждом шаге число электронов, способных произвести ионизацию,  $N_a$  — количество атомов в одном слое толщиной  $h_t = 0.05 \mu\text{m}$ .



**Рис. 1.** Кинетика образования однозарядных, двухзарядных и трехзарядных ионов (без учета рекомбинационных и релаксационных процессов): 1 —  $q_m = 2 \cdot 10^9 \text{ W/cm}^2$ , 2 —  $q_m = 2 \cdot 10^{10} \text{ W/cm}^2$ ,  $\phi^{(1)}$ ,  $\phi^{(2)}$ ,  $\phi^{(3)}$  — степени ионизации однозарядных, двухзарядных и трехзарядных ионов соответственно.

По аналогичной схеме рассчитывалось образование двухзарядных и трехзарядных ионов. Результаты расчетов приведены на рис. 1. Как уже отмечалось, с момента испарения 1-го слоя начинается процесс генерации ионов. Однако лавинообразный характер он принимает только спустя некоторое время  $\Delta t_{av}$  ( $\Delta t_{av} = t - t_{vap}$ :  $\Delta t_{av} \sim 3.8 \text{ ns}$  для  $q_m = 2 \cdot 10^9 \text{ W/cm}^2$  и  $\Delta t_{av} \sim 1.8 \text{ ns}$  для  $q_m = 2 \cdot 10^{10} \text{ W/cm}^2$ , здесь  $t_{vap}$  — начало испарения 1-го слоя,  $t$  — текущее время). Процесс генерации плазмы завершается примерно за  $\delta t_{g.pl.} \sim 0.7 \text{ ns}$  в первом случае и  $\delta t_{g.pl.} \sim 0.16 \text{ ns}$  — во втором. Видно, что без учета рекомбинационных и релаксационных процессов образуются только трехкратно заряженные ионы (а скорее, и более высокой зарядности). Но на этой стадии рекомбинационные процессы не играют существенной роли. Оценка скорости рекомбинации  $v_{rek}$  для рассматриваемых случаев в момент достижения практически полной ионизации пара дает значение  $v_{rek} \sim 2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$  для  $q_m = 2 \cdot 10^9 \text{ W/cm}^2$  и  $v_{rek} \sim 2 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$  для  $q_m = 2 \cdot 10^{10} \text{ W/cm}^2$ . При расчетах скорости рекомбинации учитывалась диффузия электронов из плазмы, что на стадии образования лавины является принципиальным. Скорость ионизации в эквивалентных единицах в период образования



**Рис. 2.** Фрагмент масс-спектра образца „бронза 663“ при  $q_m = 2 \cdot 10^9 \text{ W/cm}^2$ .

лавинны соответственно равна  $v_{ion} \sim 5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$  в 1-м случае и  $v_{ion} \sim 1 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$  — во 2-м, т.е. скорость генерации ионов значительно превосходит скорость рекомбинации.

Таким образом, главным ограничителем подавляющего роста концентрации многозарядных ионов являются релаксационные процессы. На этапе до оптического пробоя время релаксации между электронами и атомами достаточно велико — порядка нескольких ps, и потеря энергии электронами здесь незначительна. Однако при повышении степени ионизации потери на упругие столкновения с ионами возрастают, и время электрон-ионной релаксации ( $\tau_{ei} \sim 2.4 \cdot 10^{-11} \text{ s}$ ) становится меньше длительности шага ( $\Delta t_n \sim 9.3 \cdot 10^{-11} \text{ s}$ ). Поэтому при  $q_m = 2 \cdot 10^9 \text{ W/cm}^2$  получаемая электронами энергия будет в значительной мере передаваться ионам, и образование двухзарядных ионов будет практически незначительным. Это подтверждается экспериментом (рис. 2). Несколько иная ситуация будет в случае  $q_m = 2 \cdot 10^{10} \text{ W/cm}^2$ . Здесь имеем время релаксации  $\tau_{ei} \sim 1.9 \cdot 10^{-11} \text{ s}$

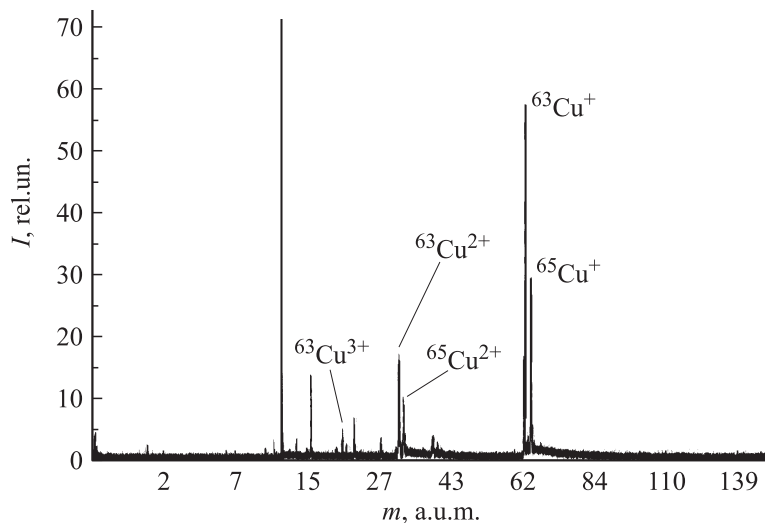


Рис. 3. Фрагмент масс-спектра образца „бронза 663“ при  $q_m = 2 \cdot 10^{10} \text{ W/cm}^2$ .

при шаге  $\Delta t_n \sim 2 \cdot 10^{-11} \text{ s}$ , и образование двухзарядных ионов будет уже заметным, что также подтверждается масс-спектром (рис. 3). Наряду с этим трехзарядные ионы будут образовываться существенно в меньшем количестве. Учет релаксационных и рекомбинационных процессов будет весьма продуктивным для развития данной модели. Поскольку все основные константы ( $v_{ion}$ ,  $v_{rec}$ ,  $\tau_{ei}$ ,  $\Delta t_n$ ) могут быть вычислены на каждом шаге  $n$ , то учет указанных процессов не представляет трудностей, что и предполагается сделать на следующем этапе.

## Список литературы

- [1] Sysoev Alexander A., Sysoev Alexey A., Kasyanov V.B., Poteshin S.S., Fatyushina E.V. // Int. Congress on Analytical Science. 2006. June 25–30. Russia, Moscow. P. 541.