Физика лазеров

Laser physics

УДК 533.9.082.5;621.373.826;621.793.79

ПРОЦЕССЫ ОБРАЗОВАНИЯ НИТРИДА АЛЮМИНИЯ В ПЛАЗМЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ РАСФОКУСИРОВАННЫХ СДВОЕННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ НА АЛЮМИНИЙ В АТМОСФЕРЕ ВОЗДУХА

Х. БАЗЗАЛ[1)]***, В. В. ЛЫЧКОВСКИЙ***[1)]***, А. П. ЗАЖОГИН***[1)]

[1)]*Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030, г. Минск, Беларусь*

Для определения условий оптимального влияния расфокусировки излучения сдвоенных лазерных импульсов на целенаправленное формирование компонентного и зарядового состава приповерхностной лазерной плазмы проведены исследования ее методом лазерной искровой спектрометрии. Изучены процессы образования нитрида алюминия при воздействии расфокусированных одиночных и сдвоенных лазерных импульсов на алюминиевый сплав Д16Т в атмосфере воздуха. Показана роль первого импульса в увеличении доли как ионов алюминия различной зарядности в приповерхностной лазерной плазме в режимах абляции поверхности алюминиевых сплавов расфокусированными сдвоенными лазерными импульсами, так и нанокластеров AlN при последовательном воздействии серии сдвоенных импульсов на мишень. Установлены условия влияния параметров лазера и процессов на поверхности и в плазме на формирование определенного ионного и молекулярного состава плазмы при воздействии одиночных и сдвоенных лазерных импульсов.

Ключевые слова: AlN; импульсное лазерное напыление; приповерхностная лазерная плазма; лазерная искровая спектрометрия; многозарядные ионы; одиночные и сдвоенные лазерные импульсы.

Образец цитирования:
Баззал Х, Лычковский ВВ, Зажогин АП. Процессы образования нитрида алюминия в плазме при воздействии расфокусированных сдвоенных лазерных импульсов на алюминий в атмосфере воздуха. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика.* 2018;3:74–83.

For citation:
Bazzal Kh., Lychkovskii VV, Zajogin AP. Processes of forming of aluminum nitride in plasma by action of defocused doble laser beams upon aluminum in air atmosphere. *Journal of the Belarusian State University. Physics.* 2018;3:74–83. Russian.

Авторы:
Ходор Баззал – аспирант кафедры лазерной физики и спектроскопии физического факультета. Научный руководитель – А. П. Зажогин.
Вячеслав Валерьевич Лычковский – магистрант кафедры лазерной физики и спектроскопии физического факультета. Научный руководитель – А. П. Зажогин.
Анатолий Павлович Зажогин – доктор физико-математических наук, профессор; профессор кафедры лазерной физики и спектроскопии физического факультета.

Authors:
Khoder Bazzal, postgraduate student at the department of laser physics and spectroscopy, faculty of physics.
bazzal_khoder_88@hotmail.com
Vyicheslav V. Lychkowski, master's degree student at the department of laser physics and spectroscopy, faculty of physics.
turmanar@tut.by
Anatoli P. Zajogin, doctor of science (physics and mathematics), full professor; professor at the department of laser physics and spectroscopy, faculty of physics.
zajogin_an@ mail.ru

PROCESSES OF FORMING OF ALUMINUM NITRIDE IN PLASMA BY ACTION OF DEFOCUSED DOBLE LASER BEAMS UPON ALUMINUM IN AIR ATMOSPHERE

***Kh. BAZZAL*[a], *V. V. LYCHKOVSKII*[a], *A. P. ZAJOGIN*[a]**

[a]*Belarusian State University, 4 Niezaliežnasci Avenue, Minsk 220030, Belarus*
Corresponding author: A. P. Zajogin (zajogin_an@mail.ru)

In order to determine optimal conditions of influence of defocusing of emission of double laser impulses aimed on forming required both component and charge composition of surface laser plasma a researches using laser spark spectrometry method were conducted. Processes of forming aluminum nitride by action of single and double defocused laser impulses on D16T in air atmosphere were studied. Role of first impulse on possibility of increase percentage both of aluminum ions of different charges in surface plasma during surface ablation mode of aluminum alloys by defocused double laser impulses, and nanoclusters of AlN by consistent action of series of double impulses on sample were shown. Conditions of influence of laser parameters and processes on sample surface and in plasma itself on forming of certain ion and molecule composition of plasma during action of single and double impulses.

Key words: AlN; pulsed laser deposition; surface laser plasma; laser spark spectrometry; multiply charged ions; double laser pulses.

Введение

Благодаря своим уникальным свойствам нитриды металлов третьей группы очень перспективны для создания на их основе электронных, оптоэлектронных и акустоэлектронных приборов. Ширина запрещенной зоны этих полупроводниковых материалов в два-пять раз больше, чем у традиционных материалов (кремния и арсенида галлия). Кроме того, у них выше напряжение пробоя и теплопроводность. Уникальный комплекс физико-химических свойств указанных материалов позволяет существенно улучшить технические характеристики современных приборов: повысить эффективность светодиодов и лазеров и расширить спектр их излучения в фиолетово-голубую и ближнюю УФ-область спектра, многократно увеличить допустимую мощность полевых транзисторов и интегральных схем (ИС) на их основе при сохранении быстродействия [1; 2].

Одним из нитридов металлов, перспективных и применяемых в микроэлектронике и оптоэлектронике, является нитрид алюминия AlN, а также керамические материалы на его основе. Нитрид алюминия AlN имеет высокую теплопроводность, сравнимую с таковой меди и серебра (до 260 Вт $\cdot$ м$^{-1}$ $\cdot$ К$^{-1}$), при высоких значениях электрического сопротивления (до 10^{14} Ом $\cdot$ см) и ширине запрещенной зоны 6,2 эВ и т. д. Следует отметить, что одна из кристаллических фаз нитрида алюминия имеет прямозонную характеристику, что позволяет использовать ее для приборов, излучающих в области глубокого ультрафиолета [2].

В настоящее время попытки получить AlN, непосредственно воздействуя одиночными лазерными импульсами на поверхность алюминия в атмосфере чистого азота, не увенчались успехом. Установлено, что для образования AlN в виде порошков или в составе тонких пленок и покрытий необходимо применять методы лазерного воздействия на Al в атмосфере активированного азота под давлением.

Наиболее разработанными и изученными методами активации молекулы азота являются нагревание, ионизирующее излучение, действие катализаторов, электроразряд, а также сочетание этих методов. При тепловой активации молекулярного азота – нагревании до 3000 °С – степень диссоциации достигает 0,1 %. Другие методы активации также малоэффективны – КПД процесса не превышает 1–2 % [1; 2].

Анализ и целенаправленное изменение компонентного, зарядового и энергетического распределения состава лазерного факела возможны на основе дополнительного лазерного воздействия на первичную плазму. При использовании схем и методов двухимпульсного лазерного излучения при различных углах падения на мишень и плазму можно одновременно проводить высокочувствительный спектральный анализ, контроль концентрации возбужденных и заряженных частиц плазмы и управление составом плазмы, направляемой на подложку.

Цель работы – показать возможность и определить условия получения методом абляции сериями сдвоенных лазерных импульсов алюминиевых мишеней в воздушной атмосфере нанокластеров AlN для использования в технологиях образования нанокристаллов и напыления тонких пленок.

Методика эксперимента

Для исследований использовался лазерный многоканальный атомно-эмиссионный спектрометр LSS-1 (Беларусь). Лазер может работать с частотой повторения импульсов до 10 Гц на длине волны 1064 нм. Длительность импульсов ≈15 нс. Временной сдвиг между сдвоенными импульсами может изменяться от 0 до 100 мкс с шагом 1 мкс. Лазерное излучение фокусируется на образец с помощью ахроматического конденсора с фокусным расстоянием 104 мм. Размер сфокусированной точки примерно 50 мкм.

Динамика образования AlN изучена по эмиссионной полосе с длиной волны 508,0 нм в спектрах этой молекулы при воздействии серии одиночных и сдвоенных лазерных импульсов на мишень из алюминиевого сплава Д16Т в атмосфере воздуха.

Результаты исследований и их обсуждение

При проведении экспериментальных исследований установлено, что наибольшая интенсивность полос наблюдается для интервала между импульсами 6–12 мкс. С использованием интервала 10 мкс изучен процесс образования нанокластеров AlN и ионов NII от энергии одиночных и сдвоенных лазерных импульсов в зависимости от расфокусировки их и числа импульсов (рис. 1).

Как следует из полученных данных, процесс образования нанокластеров AlN с ростом энергии до 40 мДж увеличивается, а затем несколько уменьшается, в то же время зависимость от расфокусировки (плотности мощности) неоднозначна. При сопоставлении графиков на рис. 1 видна хорошая корреляция между возрастанием интенсивности полосы AlN и существенным уменьшением интенсивности линии AlIII (452,92 нм).

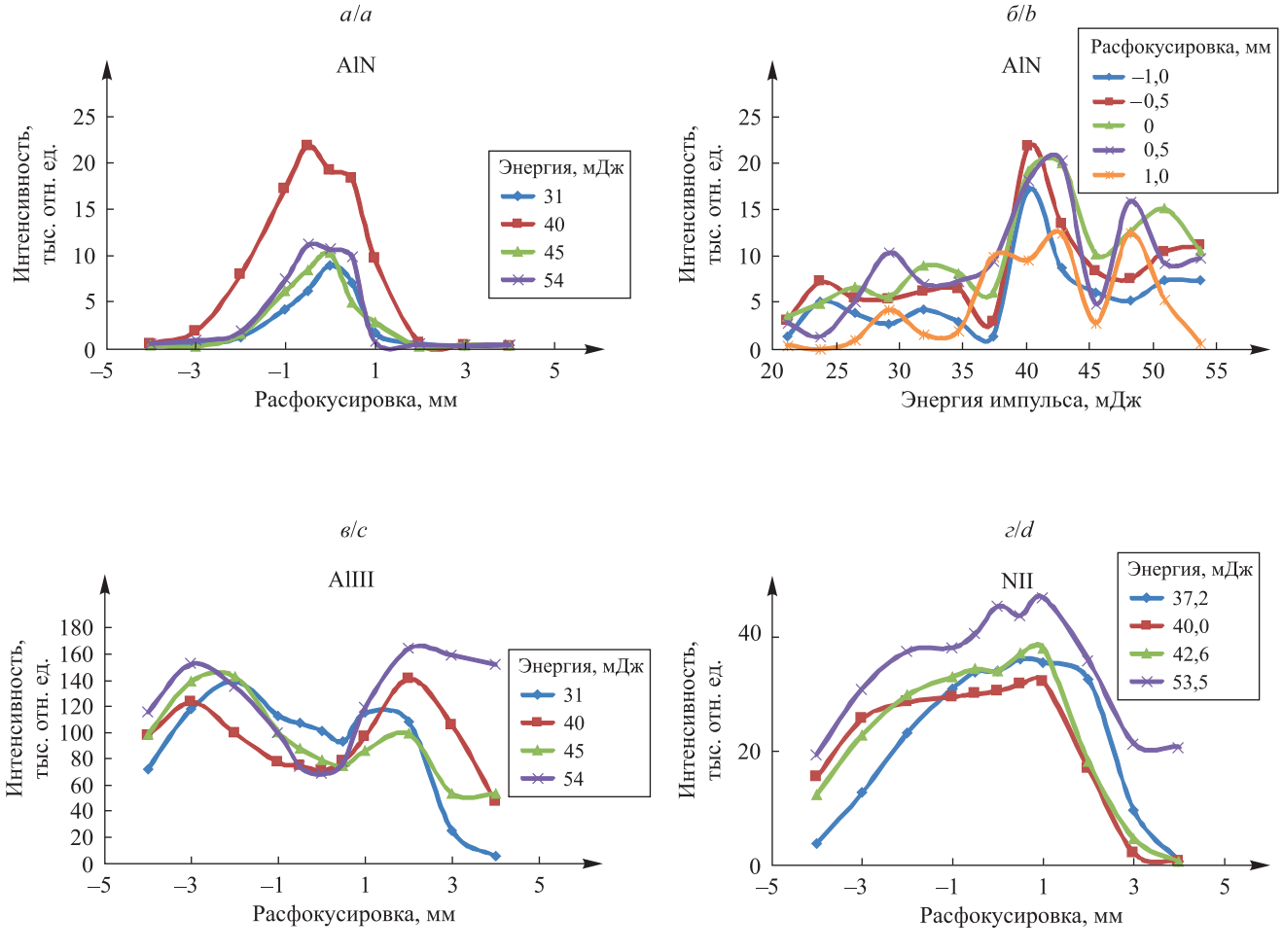

Рис. 1. Зависимость интенсивности полосы AlN (508,0 нм) от расфокусировки (*а*) и энергии импульсов (*б*); зависимость от расфокусировки интенсивности линий AlIII (452,92 нм) (*в*) и NII (399,5 нм) (*г*)

Fig. 1. Intensity dependence line of AlN (508,0 nm): *a* – on defocusing; *b* – on impulse energy; *c* – intensity dependence of AlIII (452,92 nm) lines; *d* – intensity dependence of NII (399,5 nm) lines (in frame – energy, mJ (*a*, *c*, *d*), and defocusing, mm (*b*))

Наблюдается очень сильная зависимость скорости образования нитрида алюминия от количества последовательных сдвоенных импульсов. Исследования показали, что указанная скорость в значительной степени зависит не только от числа последовательных сдвоенных импульсов, но и от количества сконденсированных веществ, образующихся в результате воздействия на мишень первого импульса. Также установлено, что процесс плазмообразования в воздушной среде существенно усложняется из-за явления последействия, практически неизбежного при формировании глубоких отверстий последовательностью сдвоенных импульсов, что вызывает накопление аблированных микро-, наночастиц и кластеров в атмосфере образующихся полостей. Низкопороговый оптический пробой воздуха приводит к появлению одновременно двух разнесенных в пространстве плазменных образований. Первое – обычный факел лазерной плазмы, второе – плазменно-пылевое облако. Появление этой плазменно-пылевой области, отстоящей на определенное расстояние от поверхности, приводит к дополнительной экранировке и, что более важно, созданию высокотемпературного плазменного облака высокого давления, разлетающегося преимущественно по направлению отверстия. Это последействие и обусловливает, по-видимому, увеличение скорости образования нитрида алюминия.

Для лучшего понимания скрытых механизмов процессов, происходящих как на поверхности, так и в приповерхностной плазме, изучена динамика изменения атомного и ионного состава приповерхностной плазмы при воздействии серий одиночных лазерных импульсов.

На рис. 2 приведены зависимости интенсивности линий AlI (394,3 нм), AlIII (452,92 нм) и NII (399,5 нм) в спектрах от расфокусировки и энергии импульсов.

Следует отметить, что образование AlN и радикалов AlO в плазме при воздействии одиночных лазерных импульсов практически незаметно. Интенсивность полосы AlN изменяется очень мало, что свидетельствует о почти полном отсутствии процесса формирования AlN в приповерхностной лазерной плазме даже при большом содержании ионов активированного азота.

Полученные результаты рассмотрим для трех резко различающихся областей энергий (см. рис. 2), влияющих на величины средней скорости абляции, – малой (до 30 мДж), средней (30–60 мДж) и большой (свыше 60 мДж).

Для малых энергий импульсов используем модель плавления-вымывания [3]. При достижении температуры плавления образуется область расплава. В отсутствие возмущений граница расплава будет распространяться в глубь вещества со скоростью [3]

$$v_{\text{пл}} = \frac{Aq_0}{\rho L_{\text{пл}} + \rho c T_{\text{пл}}},$$

где A – поглощательная способность материала; q_0 – плотность мощности падающего излучения, Вт · см$^{-2}$; ρ – плотность, 10^3 кг/м^3; $L_{\text{пл}}$ – скрытая теплота плавления, 10^6 Дж/кг; c – теплоемкость, Дж(кг · К)$^{-1}$; $T_{\text{пл}}$ – температура плавления металла, К.

Минимальную плотность мощности лазерного излучения $q_{\text{мин}}$, необходимую для реализации режима удаления металла в результате плавления, можно рассчитать по формуле [4]

$$q_{\text{мин}} = 0{,}5\frac{kT_{\text{пл}}\pi^{0,5}}{A\alpha^{0,5}\tau^{0,5}},$$

где k – теплопроводность, Вт(м · К)$^{-1}$; α – температуропроводность, м^2 · с$^{-1}$; τ – длительность воздействия, с.

Основные теплофизические и оптические параметры металлов, входящих в состав алюминиевого сплава Д16Т и необходимые для расчетов, приведены в [4; 5].

Примерные расчетные пороговые плотности мощности для начала плавления металлов при импульсном лазерном воздействии представлены в табл. 1.

Таблица 1

Примерные пороговые плотности мощности q для начала плавления металлов, входящих в состав сплава Д16Т, Вт · см$^{-2}$

Table 1

Approximate threshold power densities q for start of melting metals alloy D16T consist from, W · cm^{-2}

Металл	Al	Cu	Fe	Mg
Коэффициент поглощения A	0,09	0,1	0,15	0,37
$q_{\text{пл}}$	$1{,}6 \cdot 10^8$	$3{,}3 \cdot 10^8$	$3{,}6 \cdot 10^7$	$9{,}6 \cdot 10^7$

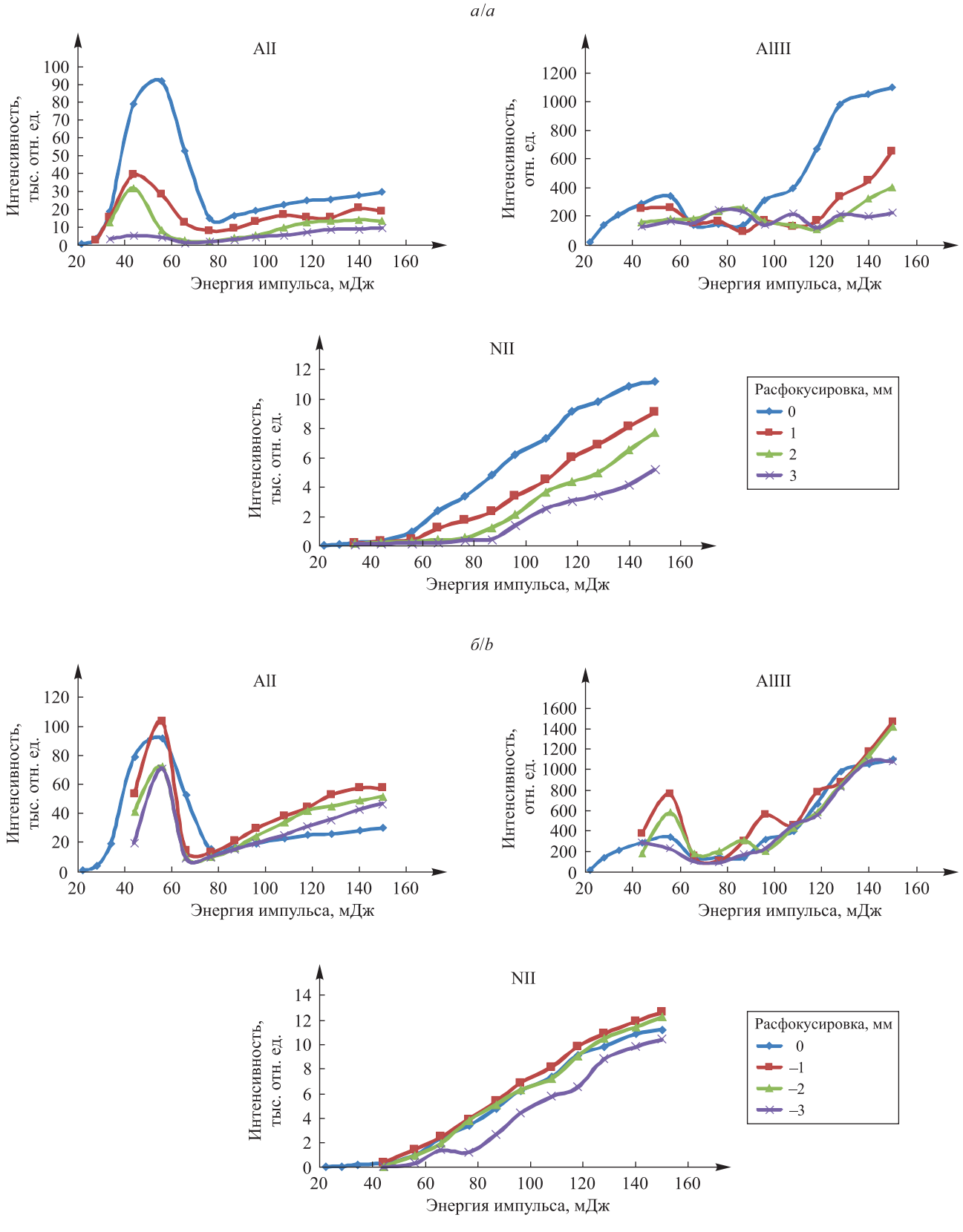

Рис. 2. Зависимость интенсивности линий AlI (394,3 нм), AlIII (452,92 нм) и NII (399,5 нм) в спектрах от энергии импульсов и расфокусировки: *а* – положительная расфокусировка; *б* – отрицательная расфокусировка

Fig. 2. Intensity dependence of AlI (394,3 nm), AlIII (452,92 nm) NII (399,5 nm) and lines in spectrum on defocusing and impulse energy: *a* – positive defocusing; *b* – negative defocusing

Время плавления поверхности образца можно оценить из выражения

$$t_{\text{пл}} \le \frac{\alpha\rho^2\left(cT_{\text{пл}} + L_{\text{пл}}\right)}{Aq}.$$

Когда расплав непрерывно удаляется, например давлением газа, скорость фронта плавления равна $v_{\text{пл}}$ и толщина удаляемого слоя составляет $\Delta h(t) = v_{\text{пл}}t$.

Если расплав принудительно не удаляется, то его температура растет и достигает температуры кипения $T_{\text{кип}}$. Это сопровождается возникновением волны испарения, движущейся со скоростью

$$v_{\text{исп}} = \frac{Aq_0}{\rho L_{\text{исп}} + \rho c T_{\text{исп}}}, \qquad (1)$$

где $L_{\text{исп}}$ – скрытая теплота испарения, 10^6 Дж · кг$^{-1}$. При достижении критической плотности мощности возникает эффект выдавливания жидкой фазы давлением паров и скорость сверления возрастает от значения $v_{\text{пл}}$ до значения $v_{\text{исп}}$.

Этой модели на рис. 2 соответствует энергия чуть ниже 30 мДж. При такой энергии импульсов не образуется плотной плазмы, экранирующей мишень. При энергии импульсов чуть выше 30 мДж начинается образование более плотной плазмы, которая несколько уменьшает среднюю скорость пробивки. Об этом, в частности, свидетельствуют данные рис. 2: в спектрах появляется линия, принадлежащая иону азота NII.

Аналогично может быть оценена критическая плотность потока q_2, требуемая для достижения на поверхности материала температуры кипения $T_{\text{кип}}$ [3].

Полученные результаты рассмотрим в рамках модели поверхностного испарения металла, полагая, что практически вся энергия расходуется на абляцию вещества, а затраты на нагревание, плавление и теплопроводность незначительны. При малых плотностях потока излучения первое слагаемое, стоящее в знаменателе формулы (1), является основным (т. е. нет зависимости $v_{\text{исп}}$ от кинетики испарения). В таком приближении толщина h испаренного слоя при импульсном воздействии с заданной плотностью мощности q зависит от длительности воздействия τ [6]. Ее легко оценить, считая, что вся подведенная к материалу мощность идет на испарение вещества:

$$h = v_{\text{исп}}\tau\frac{Aq\tau}{\rho L_{\text{исп}}}.$$

Теоретические оценки h для энергий 15–20 мДж и диаметра отверстия канала 150 мкм дают значения примерно 8–11 мкм (рис. 3), которые несколько меньше экспериментальных. Это свидетельствует о том, что часть вещества удаляется за счет выдавливания расплава.

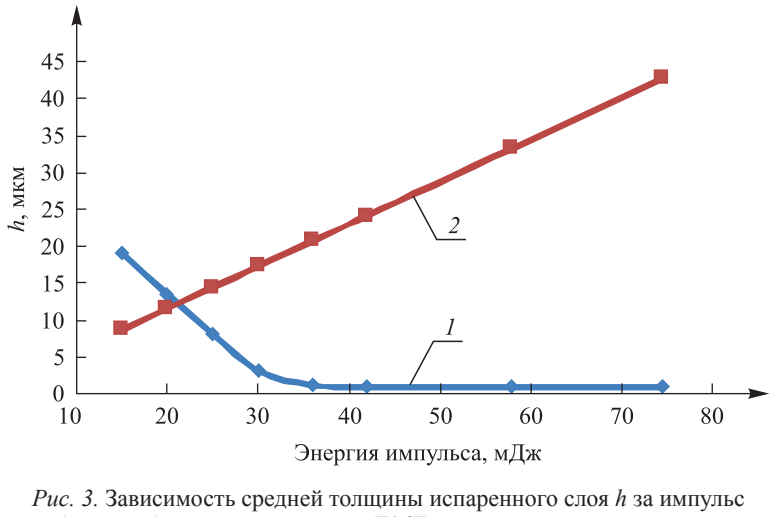

Рис. 3. Зависимость средней толщины испаренного слоя h за импульс при абляции образца дюралюминия Д16Т от энергии для времени задержки между первым и вторым импульсами: *1* – 0 мкс; *2* – теоретические значения

Fig. 3. Dependence of the average thickness of the vaporized layer h on the pulse upon ablation of the duralumin D16T sample from the energy for the delay time between the first and second pulses: *1* – 0 mks; *2* – theoretical values

В режиме интенсивного испарения почти вся энергия лазерного импульса расходуется на удаление металла из облучаемой зоны. Температура поверхности в этом случае достигает (2–3)$T_{кип}$ [7] ($T_{кип}$ – температура кипения материала при нормальных условиях). Минимальную плотность мощности лазерного излучения $q_{мин}$, необходимую для реализации режима интенсивного испарения металла, можно рассчитать по формуле [6]

$$q_{мин} = \frac{0{,}5kT_{исп}\pi^{0,5}}{A\alpha^{0,5}\tau^{0,5}},$$

где $T_{исп}$ – температура испарения материала, К.

Здесь следует отметить, что в случае нагрева материала до температуры плавления наибольшее влияние на результаты решения уравнения теплопроводности оказывает зависимость оптических постоянных среды от температуры, которая достаточно хорошо описывается линейным законом

$$A(T) = a_0 + bT,$$

где $a_0 = \frac{0{,}75v_F}{c}$, v_F – скорость электрона на поверхности Ферми, c – скорость света; $b = \frac{\Omega_{pl}}{2\pi\sigma_0}$, $\Omega_{pl} = \sqrt{\frac{ne^2}{m\varepsilon_0}}$ – плазменная частота, n, e, m – концентрация, заряд и масса электрона соответственно, σ_0 – статистическая электропроводность, ε_0 – диэлектрическая проницаемость. Это соответствует температурному диапазону до достижения точки плавления на поверхности материала.

Учет температурной зависимости поглощательной способности металла приводит к заметному отличию в плотностях лазерных потоков, необходимых для достижения максимальной температуры поверхности к концу действия импульса.

С ростом температуры поверхности значение коэффициента поглощения увеличивается и составляет для металлов 0,25–0,4 при температуре 500 °С и длине волны излучения 1,06 нм, что дает возможность нагревать их поверхность с возрастающей скоростью.

Примерные пороговые плотности мощности для начала испарения материалов при импульсном воздействии представлены в табл. 2.

Таблица 2

Примерные пороговые плотности мощности q для начала испарения металлов, входящих в состав сплава, Вт · см$^{-2}$

Table 2

Approximate threshold power densities q for start of evaporating metals given alloy consist from, W · cm^{-2}

Коэффициент поглощения A	Al	Cu	Fe	Mg
Из табл. 1	$4{,}7 \cdot 10^8$	$6{,}9 \cdot 10^8$	$6{,}3 \cdot 10^7$	$9{,}6 \cdot 10^7$
0,25	$2{,}5 \cdot 10^8$	$3{,}4 \cdot 10^8$	$3{,}6 \cdot 10^7$	$4{,}8 \cdot 10^7$

Из сопоставления полученных расчетных пороговых плотностей мощности и используемых в экспериментальных исследованиях (см. рис. 1) видно, что экспериментальные условия полностью удовлетворяют испарительному режиму работы.

Оценка критической интенсивности q_3, начиная с которой в балансе тепла превалирует процесс развитого испарения, может быть выполнена исходя из того, что во время поверхностного нагрева в глубину материала распространяется тепловая волна и фронт поверхности испарения. Если интенсивность мала, то скорость тепловой волны $v_т$ существенно выше скорости фронта испарения $v_{исп}$. При увеличении интенсивности скорость фронта испарения растет и при некотором значении q_3 сравнивается со скоростью нагрева. Это равенство можно использовать для оценки q_3. Поскольку $v_т \approx \sqrt{\frac{\alpha}{t}}$, $v_{исп} \approx \frac{Aq}{\rho L_{исп}}$, то

$$q_3 = \frac{\rho L_{исп}}{A}\sqrt{\frac{\alpha}{t}}.$$

Критическая плотность q_3 тем выше, чем больше удельная теплота испарения вещества $L_{исп}$ и коэффициент температуропроводности α и меньше длительность импульса t.

Для определения максимально возможного объема материала $V_{\text{исп}}$, испаряемого под действием лазерного импульса, принимаем условие, что часть энергии лазерного импульса $AW_{\text{имп}}$ поглощается материалом и затрачивается на нагрев испаряемого материала до температуры кипения $T_{\text{кип}}$ и на скрытую теплоту испарения. Тогда из закона сохранения энергии следует, что

$$V_{\text{исп}} = \frac{A_{\text{эф}} W_{\text{имп}}}{\rho\left[c\left(T_{\text{кип}} - T_{\text{о}}\right) + L_{\text{исп}}\right]},$$

где $A_{\text{эф}}$ – эффективный коэффициент поглощения лазерного импульса поверхностью металла; $W_{\text{имп}}$ – суммарная энергия лазерного импульса, Дж; $T_{\text{о}}$ – температура окружающей среды, К.

В реальных условиях объем испаряемого вещества меньше, чем рассчитанный по формуле, вследствие отвода тепла от облучаемой поверхности в глубь материала за счет теплопроводности.

Как отмечалось ранее, с ростом плотности потока лазерного излучения материал нагревается до все более высоких температур. Экспериментальные исследования показывают, что при заданной форме и длительности лазерного импульса существует достаточно четко определенная критическая плотность потока излучения q, зависящая от теплофизических характеристик облучаемого вещества, начиная с которой происходит его интенсивное испарение. При больших плотностях потока излучения скорость движения фронта испарения не определяется кинетикой фазового перехода, а зависит в основном от скорости подвода энергии к облучаемому веществу. Образующийся при этом пар сильно экранирует облучаемую поверхность, так что главная часть энергии излучения превращается во внутреннюю и кинетическую энергию образующейся и расширяющейся плазмы, и эффективная удельная энергия испарения оказывается значительно выше, чем обычная теплота испарения. Поскольку скорость испарения облучаемого материала сильно зависит от температуры, существует резкая нижняя граница плотности потока излучения q_2, соответствующая началу испарения.

При $q < q_2$ эффективная удельная энергия разрушения материала велика. С ростом плотности потока излучения она уменьшается и при некотором значении $q = q_3$ достигает своего наименьшего значения. В этом случае устанавливается стационарный режим испарения, т. е. стационарное движение между твердой и газообразной фазами. Внутри промежутка от q_2 до q_3 образуется переходной режим. Естественно, что последний сопровождается перераспределением поглощенной энергии. При неподвижной границе вся поглощенная энергия отводится внутрь материала за счет теплопроводности, а при стационарном движении границы фаз роль теплопроводности становится несущественной, основная часть поглощенной энергии идет на испарение материала. Характеристики процесса испарения облучаемого материала в области действия теплового механизма $q_2 < q < q_3$ можно получить, решая одномерную задачу теплопроводности, в которой полагается, что поглощающий слой бесконечно тонкий.

В предположении стационарности процесса в движущейся системе координат и независимости теплопроводности и теплоемкости материала от температуры скорость движения фазовой границы равна

$$v_{\text{исп}} = \frac{q}{\rho\left(L_{\text{исп}} + \dfrac{2RT_0}{\mu}\right)}, \tag{2}$$

где R – универсальная газовая постоянная; T_0 – температура поверхности металла, К; μ – молекулярный вес, кг.

При малых плотностях потока излучения первое слагаемое, стоящее в знаменателе формулы (2), является основным (т. е. нет зависимости $v_{\text{исп}}$ от кинетики испарения). Однако с ростом q скорость движения фазовой границы становится все более зависящей от температуры испаряющейся поверхности, причем рост температуры при увеличении q продолжится до тех пор, пока внутренняя энергия пара не достигнет теплоты испарения. Тогда движение фазовой границы будет уже зависеть от газодинамики расширения пара, появится зависимость термодинамических величин от температуры, и для корректного решения такой задачи необходимо учитывать поглощение излучения в паре.

Итак, для получения характерных значений скорости испарения материала необходимо знание зависимости скорости испарения от температуры. В [3] на основании теории абсолютных скоростей реакции получена формула для линейной скорости фронта испарения в виде

$$v_{\text{исп}}(T) = v_{\text{зв}}\left(\frac{3\pi}{4}\right)^{1/3} \exp\left(\frac{-L_{\text{исп}}\mu}{RT}\right), \tag{3}$$

где $v_{\text{зв}}$ – средняя скорость звука.

В формуле (3) не учитывается влияние конденсации на скорость фронта испарения, которое по оценкам, приведенным в [7], дает отношение потока конденсации к полному потоку испаряемого материала порядка 0,18.

В стационарном режиме испарения перенос энергии лазерного импульса к поверхности мишени определяется уже не прямым поглощением лазерного излучения, а другими механизмами, например электронной или радиационной теплопроводностью [8]. В связи с этим следует отметить, что модель поверхностного испарения применима лишь в области температур $T < T_c$, где T_c – критическая температура вещества мишени.

При исследовании лазерной абляции в области температур, близких к критической и выше, следует пользоваться уравнениями газовой динамики [9; 10]. Воздействие лазерного излучения большой интенсивности на поверхность твердого тела в этом случае происходит посредством абляционного процесса, заключающегося в испарении и ионизации поверхностных слоев мишени, образовании плотной плазмы высокого давления и, как следствие, возбуждении гидродинамического движения в неиспаренной части мишени [11]. При этом лазерное моделирование ударного разрушения материала уже не является вполне адекватным, поскольку значительная доля энергии лазерного импульса идет на нагрев плазмы.

В диапазоне плотности мощности воздействующего лазерного излучения $(5–10) \cdot 10^8$ Вт $\cdot$ см$^{-2}$ окружающий мишень воздух настолько нагревается, что сам начинает поглощать падающее излучение и процесс образования плазмы перебрасывается из паров мишени в воздух. Воздушная плазма начинает экранировать мишень от падающего лазерного излучения. Вследствие этого энерговклад в мишень и эрозионную плазму становится менее эффективным, что ограничивает возможности лазерной обработки и лазерного спектрального анализа материалов.

Рассмотрим, как будет протекать начальный этап взаимодействия лазерного излучения с веществом при превышении порога плазмообразования q_4. Оптическая толщина образующегося при $q > q_4$ плазменного слоя будет возрастать до тех пор, пока в плазме не станет поглощаться заметная часть лазерного излучения. При достаточной плотности потока последнего этот процесс не зависит от того, было ли твердое тело сильно или слабо поглощающим. В случае слабо поглощающего материала происходит быстрая ионизация атомов облучаемого вещества и коэффициент поглощения резко возрастает.

Характерное значение поглощенной плотности потока излучения, соответствующее формированию слоя плазмы, экранирующего мишень от лазерного излучения, может быть установлено с помощью измерения удельного импульса отдачи. Для металлов это значение лежит в интервале $(5–7) \cdot 10^8$ Вт $\cdot$ см$^{-2}$.

В диапазоне энергии импульсов более 50 мДж воздух, окружающий мишень, сильно нагревается, так что сам начинает поглощать падающее излучение и процесс образования плазмы перебрасывается из паров мишени в воздух. Происходит пробой воздуха. В результате образования плазмы начинается рост интенсивности ионной линии азота. При дальнейшем увеличении энергии более 55 мДж воздушная плазма начинает экранировать мишень от падающего лазерного излучения. Вследствие этого энерговклад в мишень и эрозионную плазму становится менее эффективным. Интенсивность атомных и ионных линий Al снижается.

На величину абляции и аналитический сигнал значительное влияние оказывает экранировка лазерного импульса плазмой из-за обратного тормозного поглощения и многофотонной ионизации. С другой стороны, поглощение энергии лазерного излучения (область выше 75–80 мДж) плазмой приводит к ее дополнительному прогреву и способно вызвать диссоциацию многоатомных комплексов, испарение капель и конденсированных частиц, что в конечном итоге увеличивает интенсивность эмиссионных линий.

Заключение

Таким образом, выполненные спектроскопические исследования характеристик приповерхностной лазерной плазмы, образуемой вблизи поверхности мишени из алюминия или его сплавов, при воздействии на нее серией последовательных расфокусированных сдвоенных лазерных импульсов с межимпульсным интервалом 5–15 мкс показали возможность контроля и управления характеристиками плазмы, а также возможность получения необходимых концентраций и поступления AlN в плазму. Воздействие серией только одиночных импульсов даже большой энергии не приводит к существенному увеличению поступления в плазму ионов алюминия и азота и тем самым нитридов и субоксидов алюминия соответственно.

Библиографические ссылки

1. Ильин АП, Роот ЛО. К вопросу о механизме высокотемпературного химического связывания азота воздуха. *Вестник науки Сибири. Серия 3, Химия.* 2011;1(1):91–96.

2. Бланк ТВ, Гольдберг ЮА. Полупроводниковые фотоэлектропреобразователи для ультрафиолетовой области спектра. Обзор. *Физика и техника полупроводников*. 2003;37(9):1025–1055.

3. Менушенков АП, Неволин ВН, Петровский ВН. *Физические основы лазерной технологии.* Москва: НИЯУ «МИФИ»; 2010. 212 с.

4. Вейко ВП, Шахно ЕА. *Сборник задач по лазерным технологиям.* Санкт-Петербург: ИТМО; 2007. 67 с.

5. Вейко ВП, Шахно ЕА. *Лазерные технологии в задачах и примерах.* Санкт-Петербург: ИТМО;2014. 83 с.

6. Гарнов СМ, Климентов ВИ, Конов ТВ, Кононенко СВ, Даусингер Ф. Особенности плазменной экранировки при абляционном формировании глубоких каналов высокоинтенсивным лазерным излучением. *Квантовая электроника*. 1998;25(1): 45–48. DOI: 10.1070/QE1998v028n01ABEH001134.

7. Либенсон МН, Яковлев ЕБ, Шандыбина ГД. *Взаимодействие лазерного излучения с веществом (силовая оптика). Часть 2. Лазерный нагрев и разрушение материалов*. Санкт-Петербург: ИТМО; 2014. 190 с.

8. Анисимов СИ, Имас ЯА, Романов ГС, Ходыко ЮВ. *Действия излучения большой мощности на металлы*. Москва: Наука; 1970. 272 с.

9. Афанасьев ЮВ, Гамалий ЕГ, Демченко НН, Розанов ВБ. Физические соотношения в «короне» сферических лазерных мишеней. В: *Труды Физического института имени П. Н. Лебедева*. Москва: Наука; 1982. Том 134. с. 42–49.

10. Mulser P, Bauer D. *High Power Laser-Matter Interaction*. Berlin, Heidelberg: Springer; 2010. 416 p.

11. Анисимов СИ, Лукьянчук БС. Избранные задачи теории лазерной абляции. *Успехи физических наук*. 2002;172(3):301–333. DOI: 10.3367/UFNr.0172.200203b.0301.

References

1. Il'in AP, Root LO. K voprosu o mekhanizme vysokotemperaturnogo khimicheskogo svyazyvaniya azota vozdukha [On the problem of the high-temperature chemical bonding mechanism of nitrogen in the air]. *Vestnik nauki Sibiri. Seriya 3, Khimiya.* 2011; 1(1):91–96. Russian.

2. Blank TV, Goldberg YuA. Ultraviolet semiconductor photoelectroconvertors. *Fizika i tekhnika poluprovodnikov* [Semiconductors]. 2003;37(9):1025–1055. Russian.

3. Menushenkov AP, Nevolin VN, Petrovskiy VN. *Fizicheskie osnovy lazernoi tekhnologii* [Physical basics of laser]. Moscow: National Research Nuclear University «MEPhI»; 2010. 212 p. Russian.

4. Veyko VP, Shahno EA. *Sbornik zadach po lazernym tekhnologiyam* [Collection of tasks on laser technology]. Saint Petersburg: ITMO; 2007. 67 p. Russian.

5. Veiko VP, Shakhno EA. Lazernye tekhnologii v zadachakh i primerakh. Saint Petersburg: ITMO; 2014. 83 p. Russian.

6. Garnov SM, Klimentov VI, Konov TV, Kononenko SV, Dowsinger F. The features of the plasma shielding on ablative forming of deep channels by high-intensity laser radiation. *Quantum electronics*. 1998;25(1):45–48. Russian. DOI: 10.1070/QE1998v028n01 ABEH001134.

7. Libenson MN, Yakovlev EB, Shandybina GD. *Vzaimodeistvie lazernogo izlucheniya s veshchestvom (silovaya optika). Chast' 2. Lazernyi nagrev i razrushenie materialov* [Interaction of laser emission with substance (power optics). Part 2. Laser warming and destruction of material]. Saint Petersburg: ITMO; 2014. 190 p. Russian.

8. Anisimov SI, Imas YA, Romanov GS, Khodyko YV. *Deistviya izlucheniya bol'shoi moshchnosti na metally* [Effect of High-Power Radiation on Metals]. Moscow: Nauka, 1970. 272 p. Russian.

9. Afanasyev UV, Gamaliy EG, Demchenko NN, Rosanov VB. Fizicheskie sootnosheniya v «korone» sfericheskikh lazernykh misheney [Physical ratios in «corona» of spherical laser targets]. In: *Trudy Fizicheskogo Instituta imeni P. N. Lebedeva*. Moscow: Nauka, 1982. Volume 134. p. 42–49. Russian.

10. Mulser P, Bauer D. *High Power Laser-Matter Interaction*. Berlin, Heidelberg: Springer; 2010. 416 p.

11. Anisimov SI, Luk'yanchuk BS. Izbrannye zadachi teorii lazernoi ablyatsii [Selected problems of laser ablation theory]. *Uspekhi fizicheskikh nauk* [Physics Uspekhi]. 2002;172(3):301–333. Russian. DOI: 10.3367/UFNr.0172.200203b.0301.

Статья поступила в редколлегию 01.06.2018.
Received by editorial board 01.06.2018.