

**ПРИПОВЕРХНОСТНОЕ ПЛАЗМООБРАЗОВАНИЕ ПРИ ДВУХИМПУЛЬСНОМ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА ДВУХ ДЛИНАХ ВОЛН НА ТИТАН В ВОЗДУХЕ**

А. Н. Чумаков, Н. А. Босак\*, А. А. Иванов

УДК 621.373.826:533.9

Институт физики НАН Беларуси,

220072, Минск, просп. Независимости, 68-2, Беларусь; e-mail: n.bosak@ifanbel.bas-net.by

(Поступила 17 мая 2019)

Экспериментально исследованы спектры и структура приповерхностного плазменного образования, измерены удельный вынос массы и светимость факела при двухимпульсном лазерном воздействии на длинах волн 1064 и 532 нм на мишень из титана в воздухе в зависимости от временного интервала между лазерными импульсами и порядка их следования. Установлены зависимости температуры лазерной плазмы и концентрации заряженных частиц от параметров парных лазерных импульсов при плотностях мощности лазерного излучения  $q_{1064} \leq 3.1 \cdot 10^9$  и  $q_{532} \leq 2.7 \cdot 10^9$  Вт/см<sup>2</sup> на  $\lambda = 1064$  и 532 нм. Показано, что оптимальные условия для регистрации спектров эрозионной плазмы обеспечиваются при опережающем воздействии излучения на второй гармонике с временным интервалом между лазерными импульсами 4–5 мкс, а для удельного выноса массы — 3–6 мкс, что важно для повышения эффективности лазерного эмиссионного спектрального анализа и лазерно-плазменной обработки материалов.

**Ключевые слова:** двухимпульсное лазерное воздействие, лазерная плазма, структура плазменного факела, температура плазмы, концентрация электронов, удельный вынос массы.

*The spectra and structure of the near-surface plasma formation resulting from the two-pulse laser effect on a titanium target in the air at wavelengths of 532 and 1064 nm were experimentally investigated. The specific mass removal and plasma plume luminosity were measured depending on the time interval between laser pulses and their order. The dependences of the temperature of the laser plasma and the concentration of charged particles on the parameters of paired laser pulses were established for laser radiation power densities of  $q_{1,064} \leq 3.1 \cdot 10^9$  W/cm<sup>2</sup>, and of  $q_{0,532} = \leq 2.7 \cdot 10^9$  W/cm<sup>2</sup> at wavelengths of 1064 and 532 nm, respectively. It is shown that optimal conditions for recording the erosion plasma spectra are ensured at the leading effect of second harmonic radiation with a time interval between laser pulses of 4–5  $\mu$ s, and for specific mass removal — with an interval of 3–6  $\mu$ s. That results are important for the efficiency enhancement of the laser emission spectral analysis and laser-plasma processing of materials.*

**Keywords:** double laser pulses action, laser plasma, plasma torch structure, plasma temperature, electron density, specific mass removal.

**Введение.** При воздействии лазерного излучения (ЛИ) на металл происходят нагрев мишени, плавление, испарение и образование плазмы. Разлетающиеся от преграды со сверхзвуковой скоростью пары формируют ударную волну. Оптические и теплофизические свойства поверхности изменяются в процессе воздействия ЛИ. Наблюдаются фазовые переходы металл—жидкость—пары—плазма [1]. При воздействии ЛИ с плотностью мощности 50—100 МВт/см<sup>2</sup> процесс образования плазмы претерпевает существенное изменение: плазмообразование в парах сменяется плазмообразованием в окружающей мишень атмосфере. Возникает экранировка поверхности мишени воздушной плазмой, что ограничивает возможности лазерной обработки и лазерного спектрального анализа материалов [2—4].

**NEAR-SURFACE PLASMA FORMATION UNDER ACTION OF TWO LASER PULSES AT TWO WAVELENGTHS ON TITANIUM IN THE AIR**

А. Н. Чумаков, Н. А. Босак\*, А. А. Иванов (B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences, 68-2 Nezavisimosti Prosp., Minsk, 220072, Belarus; e-mail: n.bosak@ifanbel.bas-net.by)

Физика взаимодействия ЛИ с веществом определяется не только плотностью мощности ЛИ, но и частотой повторения лазерных импульсов. Установлено, что при увеличении частоты повторения лазерных импульсов ( $>5$  кГц) происходит преимущественное образование эрозионной плазмы с многократным ростом давления на поверхности мишени [5]. При многоимпульсном высокочастотном воздействии ЛИ наблюдается рост эффективности лазерной прошивки микроотверстий в металле в окружающей атмосфере [6—9].

Для решения задач лазерного спектрального анализа [10—14] важнейшую роль играет эффективность образования эрозионной плазмы при высоких частотах повторения лазерных импульсов. Воздействие сдвоенных лазерных импульсов с микросекундной задержкой приводит к усилению чувствительности спектрального анализа материалов. Экспериментально обнаружено увеличение температуры паров мишени и электронной плотности при заданном временном сдвиге между лазерными импульсами [14—17]. Метод лазерно-индуцированной эмиссионной спектроскопии более эффективен при использовании двухимпульсного лазерного воздействия [18]. Воздействие на латунь и медь двух фемтосекундных лазерных импульсов с временной задержкой пикосекундного диапазона приводит к росту интенсивности оптического излучения плазменных образований и энергии ионов [19, 20]. Исследования воздействия на алюминий последовательности двух импульсов на  $\lambda = 532$  и  $308$  нм показывают увеличение степени ионизации плазмы в результате селективного возбуждения атомов алюминия [21].

Повысить эффективность образования и разогрева эрозионной лазерной плазмы, а также удельный импульс отдачи удалось при воздействии парных импульсов ЛИ на  $\lambda = 1064$  и  $532$  нм на графит и латунь в воздухе в условиях опережающего воздействия коротковолнового ЛИ с плотностью мощности  $q > 200$  МВт/см<sup>2</sup> и временным интервалом  $\sim 2$ — $5$  мкс [22]. Дальнейшие эксперименты показали, что существенного повышения эффективности образования эрозионной плазмы и генерации механического импульса отдачи удается достичь в условиях воздействия сдвоенных импульсов ЛИ с  $\lambda = 532$  и  $1064$  нм на ряд металлов в воздухе [23, 24]. Поэтому актуален поиск режимов двухимпульсного воздействия ЛИ с существенно различающимися длинами волн на материалы в воздухе, обеспечивающих эффективное образование приповерхностной плазмы и повышенный удельный вынос массы.

Оптико-спектроскопические исследования ранних стадий формирования плазмы титана при воздействии нано- и фемтосекундных импульсов ЛИ на  $\lambda = 532$  и  $527$  нм выявили более высокие плотности электронов и температуры возбуждения плазмы, образованной наносекундным лазером [25]. Лазерное облучение титана в азоте импульсами наносекундной длительности с  $\lambda = 1064$  нм обеспечивает более высокие температуры и плотности электронов плазмы, чем облучение с  $\lambda = 532$  нм [26]. При этом вынос массы при воздействии лазерных импульсов с  $\lambda = 1064$  нм и длительностью  $6$  нс на алюминий и вольфрам растет логарифмически при малых плотностях энергии облучения и линейно при больших [27].

Цель настоящей работы — определение оптимальных условий двухимпульсного лазерного воздействия с  $\lambda = 532$  и  $1064$  нм на титан в воздухе при атмосферном давлении для получения максимальных значений как температуры и концентрации электронов образуемой эрозионной плазмы, так и удельного выноса массы, светимости и высоты плазменного факела.

**Эксперимент.** Экспериментальная установка состоит из двух YAG:Nd-лазеров, генерирующих на  $\lambda = 1064$  и  $532$  нм (рис. 1). Лазер ЛТИ-403 1 ( $\lambda_1 = 1064$  нм,  $E = 78$  мДж,  $\tau = 20$  нс) обеспечивает практически одинаковую длительность и энергию импульсов с лазером LS-2130 2 ( $\lambda_2 = 532$  нм,  $E = 69$  мДж,  $\tau = 20$  нс). Согласованная работа лазеров достигается с помощью специального блока синхронизации. Излучение лазеров фокусируется линзой 8 на поверхность титановой мишени 11. Установка обеспечивает двухимпульсное воздействие ЛИ на материалы в воздухе на  $\lambda_1 = 1064$  и  $\lambda_2 = 532$  нм с регулируемым временным интервалом между лазерными импульсами и управляемым порядком их следования.

Зарегистрированы спектры приповерхностной плазмы, удельный вынос массы, светимость и интегральные по времени фотографии плазменного факела на облучаемой мишени. Регистрация спектров лазерной плазмы с экспозицией  $7$  мс осуществлена спектрометром SDH-IV 14 с линейным ПЗС приемником TCD 1304 AP (Toshiba), согласованным с компьютером 16 и блоком синхронизации лазерной системы. Для регистрации светимости плазмы титана использован фотоэлектронный умножитель ФЭУ-114 12, согласованный с цифровым осциллографом Bordo 221, работающим в составе пер-

сонального компьютера 16. Одновременно осциллограф использован для регистрации импульсов ЛИ с помощью фотоприемников на основе фотодиодов ФД-21КП и ФД-10Г.

При измерениях параметров плазмы и удельного выноса массы энергия лазерных импульсов на  $\lambda = 1064$  и  $532$  нм поддерживалась постоянной: 78 и 69 мДж. Плотность мощности ЛИ в пятне облучения  $d_{\text{пл}} = 0.40$  мм составляла  $q_{1064} \leq 3.1 \cdot 10^9$  Вт/см<sup>2</sup> на  $\lambda = 1064$  нм и  $q_{532} \leq 2.7 \cdot 10^9$  Вт/см<sup>2</sup> на  $\lambda = 532$  нм.

Структура светящейся области лазерного факела и ее зависимость от временного интервала между лазерными импульсами исследованы с помощью фотокамеры Nikon D3200 с матричным фотоприемником.

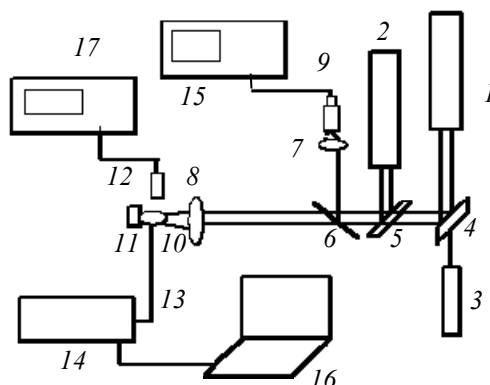


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — YAG:Nd-лазер ( $\lambda_1$ ); 2 — YAG:Nd-лазер ( $\lambda_2$ ); 3 — He—Ne-лазер; 4, 5 — поворотные зеркала; 6 — светоделитель; 7, 8 — фокусирующие линзы; 9 — фотодиод; 10 — плазменный факел; 11 — мишень; 12 — фотоэлектронный умножитель; 13 — световод; 14 — спектрометр DH-IV; 15 — цифровой осциллограф Bordo 221; 16 — персональный компьютер; 17 — цифровой осциллограф GDS-72204E

**Результаты и их обсуждение.** Удельный вынос титана определяется по параметрам образовавшегося сквозного отверстия в плоской мишени под действием серии импульсов ЛИ с учетом плотности и объема удаленного материала мишени, а также количества и энергии лазерных импульсов. Объем удаленного при лазерном воздействии титана рассчитан по толщине мишени ( $d = 300$  мкм) и диаметрам входного и выходного отверстий в пластине титана, определяемым по микрофотографиям отверстий в мишени. На рис. 2 представлены зависимость удельного выноса титана от порядка следования и временного интервала лазерных импульсов и типичная микрофотография сквозного отверстия ( $D_{\text{вх}} = 450$  мкм,  $d_{\text{вых}} = 340$  мкм) в мишени при временном сдвиге  $\Delta t = -3$  мкс. Отрицательные значения временного интервала между лазерными импульсами соответствуют случаю опережающего воздействия коротковолнового ЛИ ( $\lambda_2 = 532$  нм), положительные — длинноволнового ЛИ ( $\lambda_1 = 1064$  нм).

Максимальный удельный вынос массы титана  $\gamma_{\text{макс}} = 9.5 \cdot 10^{-6}$  г/Дж достигается при опережающем воздействии коротковолнового ЛИ и временном интервале между лазерными импульсами  $\Delta t = -5$  мкс, минимальный удельный вынос массы титана  $\gamma_{\text{мин}} = 6.4 \cdot 10^{-7}$  г/Дж — при нулевой задержке лазерных импульсов. При опережающем воздействии коротковолнового ЛИ наблюдается трехкратное превышение удельного выноса массы титана по сравнению с опережающим воздействием длинноволнового ЛИ.

О зависимости структуры приповерхностной лазерной плазмы на мишени от условий двухимпульсного лазерного облучения титана на двух длинах волн можно судить по интегральным фотографиям плазменного факела на титановой мишени (рис. 3, а—д). Их анализ выявляет зависимость не только от временного интервала, но и от порядка следования импульсов ЛИ с  $\lambda = 1064$  и  $532$  нм. При опережающем воздействии импульса коротковолнового ЛИ ( $\lambda = 532$  нм) наблюдается широкий светящийся факел с ярким ядром вблизи мишени (рис. 3, а, в). При опережающем воздействии импульса длинноволнового ЛИ ( $\lambda = 1064$  нм) длина факела увеличивается по сравнению с одновременным воздействием ЛИ, а диаметр заметно уменьшается, что свидетельствует о формировании лазерной искры в воздухе (рис. 3, б, г). В ряде случаев это приводит к разрывам плазменного факела.

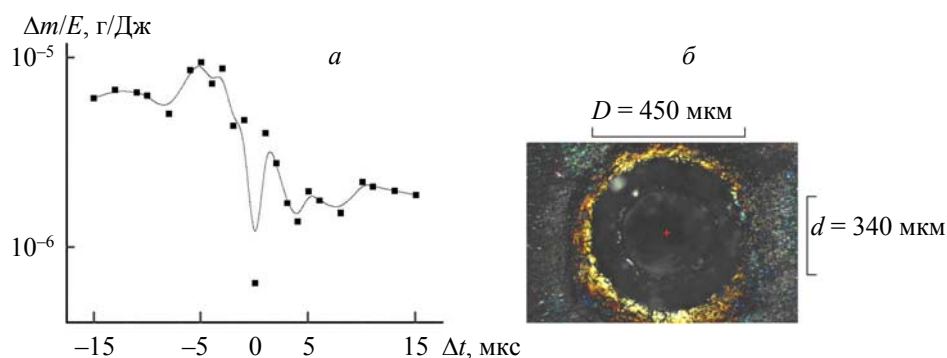


Рис. 2. Зависимость удельного выноса массы титана от временного сдвига и порядка следования импульсов воздействующего лазерного излучения (а), микрофотография типичного лазерного сквозного отверстия в пластинке титана (б)

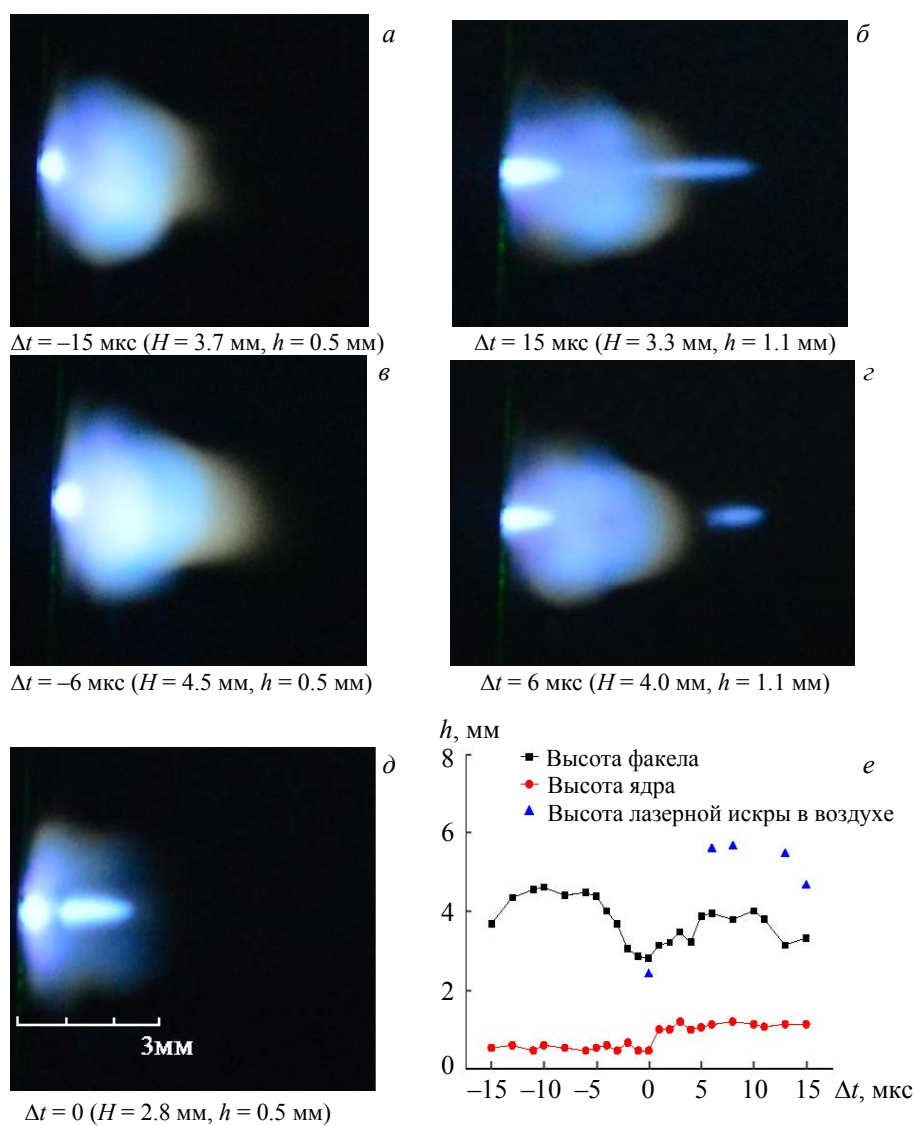


Рис. 3. Зависимость структуры (а—д) и высоты (е) плазменного факела титана от временного интервала и порядка следования импульсов воздействующего лазерного излучения на  $\lambda = 532$  и  $1064$  нм

В диапазоне временных сдвигов между лазерными импульсами от  $-5$  до  $15$  мкс наблюдается колебательный характер зависимости высоты факела титана над поверхностью мишени (рис. 3, *е*). Максимального значения высота плазменного факела  $h_{\text{макс}} = 4.6$  мм достигает при временной задержке  $\Delta t = -10$  мкс, а высота лазерной искры в воздухе  $h_{\text{макс}} = 5.7$  мм при задержке  $\Delta t = 8$  мкс. Ярко светящееся ядро приповерхностного плазменного факела титана достигает высоты  $h = 1.2$  мм при временной задержке  $\Delta t = 3$  мкс. Таким образом, структура лазерного факела перестраивается с изменением временного интервала и порядка следования лазерных импульсов.

Свечение приповерхностной плазмы титана регистрировалось также с помощью фотоэлектронного умножителя ФЭУ-114 в широкой области ( $\lambda_{\text{макс}} = 0.4\text{--}0.8$  мкм). Зависимость интенсивности интегрального свечения плазмы от временного интервала и порядка следования импульсов воздействующего ЛИ на  $\lambda = 532$  и  $1064$  нм представлена на рис. 4, *а*. Видно, что интенсивность свечения плазмы убывает с уменьшением временного интервала между лазерными импульсами в диапазоне  $-15\text{--}15$  мкс, резко падая почти вдвое при совпадении импульсов во времени (при  $\Delta t = 0$  мкс). При этом временная зависимость интенсивности свечения плазмы титана при интервале между лазерными импульсами  $\Delta t = -3$  мкс (рис. 4, *б*) характеризуется длительным ее спаданием в течение  $\sim 60$  мкс, на три порядка превышающем длительность лазерных импульсов  $\sim 20$  нс, что свидетельствует о протекании в факеле плазмохимических процессов, связанных, скорее всего, с реакциями окисления титана и образования нитрида титана в воздухе.

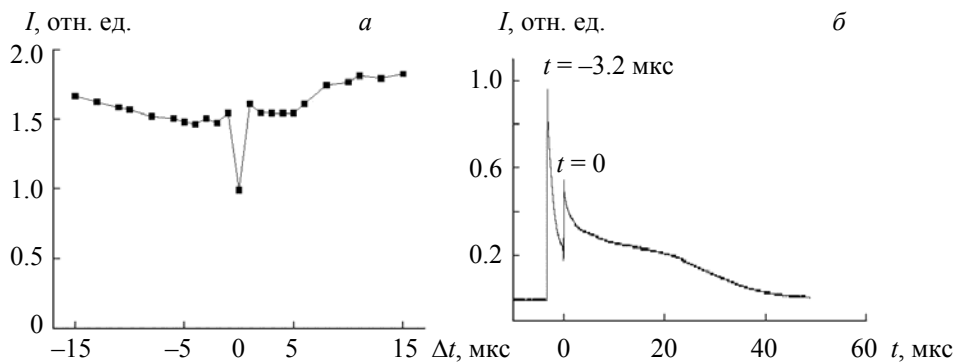


Рис. 4. Зависимость интенсивности интегрального свечения плазменного факела от временного интервала и порядка следования импульсов воздействующего лазерного излучения на  $\lambda = 532$  и  $1064$  нм (*а*), а также от времени при интервале между лазерными импульсами  $\Delta t = -3$  мкс (*б*)

Спектры приповерхностной лазерной плазмы титана, зарегистрированные при различных временных интервалах между лазерными импульсами, свидетельствуют о выраженной зависимости состава образуемой плазмы от порядка следования бихроматических лазерных импульсов (рис. 5). Так, при опережающем воздействии коротковолнового ЛИ ( $\lambda = 532$  нм) и временном сдвиге  $\Delta t = -3$  мкс спектр формирующегося плазменного образования носит преимущественно эрозионный характер с отчетливыми атомарными и ионными линиями титана и слабыми ионными линиями азота N II (рис. 5, *а*). При опережающем воздействии длинноволнового ЛИ ( $\lambda = 1064$  нм,  $\Delta t = +3$  мкс) в приповерхностной области выражен спектр воздушной плазмы с интенсивными ионными линиями азота N II и линией кислорода O I 777.1 нм наряду со спектром титана. При одновременном воздействии ( $\Delta t = 0$  мкс) двух импульсов ЛИ на  $\lambda = 532$  и  $1064$  нм приповерхностная плазма характеризуется спектром воздушной плазмы, представленным спектральными линиями азота N II и наиболее интенсивными атомными и ионными линиями титана. Из качественного анализа спектров лазерной плазмы титана можно сделать вывод, что для образования эрозионной плазмы более эффективен режим с опережающим воздействием импульса коротковолнового ЛИ.

Измерения температуры и концентрации электронов в приповерхностной плазме основаны на предположении, что в условиях воздействия на мишень высокоинтенсивного ЛИ при атмосферном давлении воздуха в образующейся плазме реализуется локальное термодинамическое равновесие

благодаря высокой концентрации заряженных частиц. Для определения температуры плазмы титана использован метод относительных интенсивностей спектральных линий Ti II 362.4 и 375.9 нм с учетом проведенных калибровок спектрометра по длинам волн и спектральной чувствительности. Выбранные линии достаточно интенсивны и не перекрываются с соседними (рис. 5, в, з), энергии их верхних уровней отличаются на ~0.74 эВ и для них в [14, 20] приведены необходимые вероятности спонтанных переходов линий  $A$  (сил осцилляторов  $f$ ), статистические веса нижних состояний  $g$ , энергии верхних состояний  $E$ .

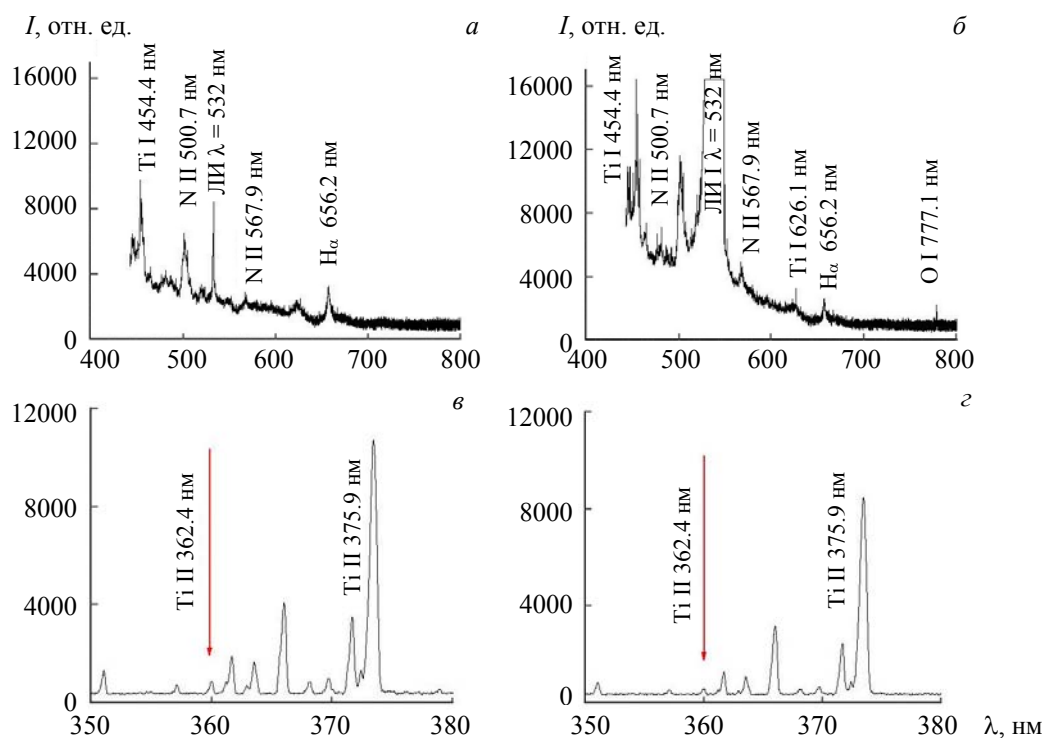


Рис. 5. Спектры приповерхностной плазмы титана при временных интервалах  $\Delta t = -3$  (а, в), 3 (б) и 0 мкс (з) и порядке следования импульсов воздействующего лазерного излучения на  $\lambda = 532$  и 1064 нм

В экспериментах с титаном температура плазмы определена по спектральным линиям Ti II 362.4 и 375.9 нм:

$$kT = (E_2 - E_1) \{ \ln I_1 / I_2 + \ln(A_2 g_2 \lambda_1 / A_1 g_1 \lambda_2) \}^{-1}, \quad (1)$$

где  $E_{1,2}$ ,  $I_{1,2}$ ,  $\lambda_{1,2}$ ,  $g_{1,2}$  и  $A_{1,2}$  — энергии возбуждения, полные интенсивности, длины волн, статистические веса нижних состояний и вероятности спонтанных переходов для первой и второй линий соответственно;  $E_1 = 3.885$  эВ,  $E_2 = 4.64$  эВ,  $\lambda_1 = 375.9$  нм,  $\lambda_2 = 362.4$  нм,  $A_1 = 1.07 \cdot 10^8$  с $^{-1}$ ,  $A_2 = 4.9 \cdot 10^7$  с $^{-1}$ ,  $g_1 = 7$ ,  $g_2 = 2$ .

По рассчитанным температурам построена зависимость температуры плазмы от порядка следования и времени задержки импульсов (рис. 6, а). С учетом относительной погрешности по определению  $I_1/I_2 \sim 4.1$  %, относительная погрешность измерения температуры плазмы титана по формуле (1) по линиям Ti II 362.4 и 375.9 нм составляет ~10 %. Максимальная температура плазмы титана  $T = 17400$  К достигается при временной задержке лазерных импульсов  $\Delta t = -5$  мкс, тогда как при одновременном воздействии лазерных импульсов ( $\Delta t = 0$  мкс) температура плазмы уменьшается до  $T = 12100$  К, а при обратном порядке следования лазерных импульсов с временным интервалом между ними  $\Delta t = 15$  мкс температура плазмы титана еще более низкая  $T = 10600$  К (рис. 6, а).

Концентрация электронов в плазме титана рассчитана по штарковскому уширению линии  $H_{\alpha}$  656.3 нм (рис. 5 а, б):

$$N_e = C(N_e, T_e) \Delta\lambda^{3/2}, \quad (2)$$

где  $C(N_e, T_e) = 3.23 \cdot 10^{15} \text{ \AA}^{-3/2} \cdot \text{см}^{-3}$  — штарковская константа, слабо зависящая от  $N_e$  и  $T_e$  и взятая из [28]. Из экспериментальной зависимости (рис. 6, б) видно, что максимальная концентрация электронов  $N_e = 2.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  достигается при  $\Delta t = -3$  мкс. Согласно рис. 5 и 6, максимальные температура (17400 К) и концентрация электронов ( $2.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) в плазме титана достигаются при опережающем воздействии коротковолнового ЛИ  $\lambda = 0.532$  мкм и временных интервалах между лазерными импульсами  $\Delta t = -5$  и  $-3$  мкс. Таким образом, изменяя порядок следования и временной интервал между лазерными импульсами, можно управлять параметрами плазмы, обеспечивая достижение их максимальных значений.

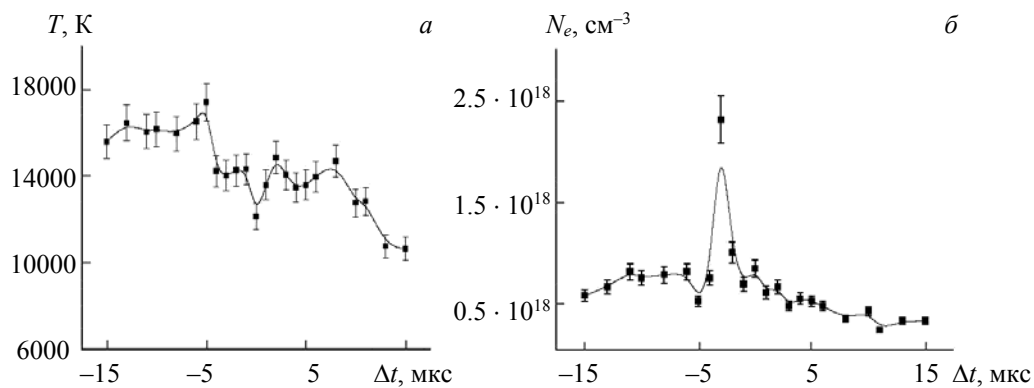


Рис. 6. Зависимости температуры (а) и концентрации электронов (б) приповерхностной плазмы титана от временного интервала и порядка следования импульсов воздействующего лазерного излучения на  $\lambda = 532$  и  $1064$  нм

При воздействии на титановую мишень в условиях холодной и плотной атмосферы первого лазерного импульса с меньшей длиной волны более эффективно нарабатывается эрозионная плазма из-за пониженного коэффициента отражения и возросшей поглощательной способности титана для коротковолнового ЛИ по сравнению с длинноволновым. Второй лазерный импульс воздействует на мишень через пароплазменный канал пониженной плотности и повышенной температуры, созданный первым лазерным импульсом и срабатывающий как форвакуумный насос. Коэффициент поглощения плазмы прямо пропорционален кубической зависимости от длины волны падающего ЛИ. Таким образом, второй лазерный импульс с большей длиной волны и небольшой временной задержкой значительно сильнее разогревает плазму, созданную первым импульсом более коротковолнового ЛИ [24].

Плазмообразование при двухимпульсном лазерном воздействии на конденсированные среды необходимо рассматривать на основе анализа процессов взаимодействия первого импульса ЛИ с поверхностью материала мишени и взаимодействия второго лазерного импульса прежде всего с приповерхностной плазмой, образованной при воздействии первого импульса с поверхностью. Следует отметить, что условия взаимодействия ЛИ на двух длинах волн с различным порядком следования импульсов зависят от временного интервала между импульсами вследствие изменения как плотности (концентрации) и состава плазмы, так и тепловых и оптических характеристик поверхности.

Формирование выраженного максимума ( $\sim 17400$  К) температуры плазмы титана при опережающем воздействии ЛИ на второй гармонике обусловлено тем, что первичная плазма, образуемая импульсом ЛИ на  $\lambda = 532$  нм, впоследствии эффективно разогревается вторым импульсом ЛИ с большей  $\lambda = 1064$  нм. Повышенная эффективность такого разогрева плазмы связана с большим коэффициентом поглощения плазмы длинноволнового ЛИ. При опережающем воздействии длинноволнового ЛИ реализуются более низкие максимумы температуры плазмы титана ( $\sim 10600$  К при временном интервале между лазерными импульсами  $\Delta t = 15$  мкс), что вызвано, скорее всего, как повышенным

порогом приповерхностного плазмообразования для длинноволнового ЛИ, так и более низким поглощением в плазме излучения на второй гармонике используемого лазера.

**Заключение.** На основании оптико-спектроскопических исследований установлено влияние порядка и временного интервала следования импульсов лазерного излучения на двух длинах волн на параметры и структуру образуемой их воздействием приповерхностной лазерной плазмы. Показано, что при воздействии на титан в воздухе парных лазерных импульсов на длинах волн 1064 и 532 нм с управляемым временным интервалом и порядком их следования максимальные температуры и концентрации электронов в эрозионной плазме достигаются при опережающем воздействии коротковолнового лазерного излучения. Таким образом, преобладающее образование лазерной эрозионной плазмы и оптимальные условия для регистрации эмиссионных спектров титана обеспечиваются при опережающем воздействии лазерного излучения на второй гармонике  $\lambda = 532$  нм с временным интервалом между импульсами 3—5 мкс.

Показано, что при подобном опережающем воздействии излучения на второй гармонике YAG:Nd-лазера с  $\lambda = 532$  нм на титан в воздухе обеспечивается также наиболее эффективный режим удельного выноса массы, реализующийся при интервале между импульсами —5 мкс. При этом интенсивно светящееся ядро факела титана достигает максимальной высоты  $h_{\text{я}} = 1.2$  мм при  $\Delta t = 3$  мкс, а максимальная высота лазерной искры  $h_{\text{ипр}} = 5.7$  мм при  $\Delta t = 8$  мкс. Полученные результаты могут быть использованы для повышения эффективности лазерного эмиссионного спектрального анализа сплавов титана и лазерно-плазменных технологий их обработки.

Авторы выражают искреннюю благодарность Д. В. Коженевскому за помощь в экспериментальном определении удельного выноса массы титана.

- [1] С. И. Анисимов, Я. А. Имас, Г. С. Романов, Ю. В. Ходыко. Действие излучения большой мощности на металлы, под ред. А. М. Бонч-Бруевича и М. А. Ельяшевича, Москва, Наука (1970)
- [2] А. М. Прохоров, В. И. Конов, И. Урсу, И. Н. Михэилеску. Взаимодействие лазерного излучения с металлами, Москва, Наука (1988)
- [3] В. И. Бергельсон, А. П. Голубь, Т. В. Лосева, И. В. Немчинов, Т. И. Орлова, С. П. Попов, В. В. Светцов. Квант. электрон., 1, № 5 (1974) 1268—1271
- [4] М. А. Ельяшевич, Л. Я. Минько, Г. С. Романов, Ю. А. Станкевич, Ю. А. Чивель, А. Н. Чумаков. Изв. АН СССР. Сер. физ., 49, № 6 (1985) 1132—1139
- [5] Л. Я. Минько, А. Н. Чумаков, Н. А. Босак. Квант. электрон., 17, № 11 (1990) 1480—1484
- [6] R. Sattmann, V. Sturm, R. Noll. J. Phys. D: Appl. Phys., 28 (1995) 2181—2187
- [7] С. Г. Горный, А. М. Григорьев, М. И. Патров, В. Д. Соловьев, Г. А. Туричин. Квант. электрон., 32, № 10 (2002) 929—932
- [8] С. М. Климентов, П. А. Пивоваров, В. И. Конов, Д. Брайтлинг, Ф. Даусингер. Квант. электрон., 34, № 6 (2004) 537—540
- [9] С. М. Першин. Квант. электрон., 39, № 1 (2009) 63—67
- [10] С. М. Першин. Квант. электрон., 16, № 2 (1989) 325—330
- [11] Л. Я. Минько, А. Н. Чумаков, Г. И. Баканович. Журн. прикл. спектр., 61, № 5-6 (1994) 476—484 [L. Ya. Min'ko, A. N. Chumakov, G. I. Bakanovich. J. Appl. Spectr., 61 (1994) 805—811]
- [12] М. Л. Петух, В. А. Розанцев, А. Д. Широканов, А. А. Янковский. Журн. прикл. спектр., 67, № 6 (2000) 798—801 [M. L. Petukh, V. A. Rozantsev, A. D. Shirokanov, A. A. Yankovskii. J. Appl. Spectr., 67 (2000) 1097—1101]
- [13] Reinhard Noll. Laser-Induced Breakdown Spectroscopy. Fundamentals and Applications, Berlin, Heidelberg, Springer (2012)
- [14] А. Н. Чумаков, В. Б. Авраменко, Н. А. Босак. Журн. прикл. спектр., 79, № 2 (2012) 279—287 [A. N. Chumakov, V. B. Avramenko, N. A. Bosak. J. Appl. Spectr., 79 (2012) 261—268]
- [15] G. Cristoforetti, S. Legnaioli, V. Palleschi, A. Salvetti, E. Tognoni. Appl. Phys. B, 80 (2005) 559—568
- [16] Е. А. Ershov-Pavlov, K. Yu. Katsalap, K. L. Stepanov, Yu. A. Stankevich. Spectrochim. Acta, B, 63 (2008) 1024—1037
- [17] А. А. I. Khalil. Laser Phys., 20, N 1 (2010) 238—244
- [18] Д. Кремерс, Л. Радзиемски. Лазерно-искровая спектроскопия, Москва, Техносфера (2009)
- [19] V. Piñon, D. Anglos. Spectrochim. Acta, B, 64 (2009) 950—960



- 
- [20] **S. Amoruso, R. Bruzzese, X. Wang, G. O' Connel, J. G. Lunney.** *J. Appl. Phys.*, **108** (2010) 113302
- [21] **В. С. Бураков, А. Ф. Боханов, М. И. Неделько, Н. В. Тарасенко.** *Квант. электрон.*, **33**, № 12 (2003) 1065—1071
- [22] **А. Н. Чумаков, Н. А. Босак, В. Л. Рудаков.** *Материалы Второго белорусского космического конгресса* (2005) 45—49
- [23] **А. Н. Чумаков, Н. А. Босак, А. В. Панина.** *Сб. науч. тр. VIII междунар. науч. конф. “Лазерная физика и оптические технологии”*, Минск, **2** (2010) 150—153
- [24] **А. Н. Чумаков, Н. А. Босак, А. В. Панина.** *Журн. прикл. спектр.*, **84**, № 4 (2017) 595—602  
[**A. N. Chumakov, N. A. Bosak, A. V. Panina.** *J. Appl. Spectr.*, **84** (2017) 620—626]
- [25] **A. De Giacomo, M. Dell’Aglia, A. Santagata, R. Teghil.** *Spectrochim. Acta, B*, **60** (2005) 935—947
- [26] **H. Hegazy, H. A. Abd El-Ghany, S. H. Allam, Th. M. El-Sherbini.** *Appl. Phys. B*, **117** (2014) 343—352
- [27] **Ahmed M. Elsied, Payson C. Dieffenbach, Prasoon K. Diwakar, Ahmed Hassanein.** *Spectrochim. Acta, B*, **143** (2018) 26—31
- [28] **Г. Грим.** *Спектроскопия плазмы*, Москва, Атомиздат (1969)