

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

А. Н. Чумаков\*, Н. А. Босак, А. В. Панина

УДК 621.373.826:533.9

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси

220072, Минск, просп. Независимости, 68; e-mail: chumakov@imaph.bas-net.by

(Поступила 17 марта 2017)

Экспериментально исследованы спектры и структура приповерхностной плазмы, измерены импульсы отдачи при двухимпульсном лазерном воздействии на длинах волн 0.532 и 1.064 мкм на мишенях из латуни и графита в воздухе в зависимости от временного интервала между лазерными импульсами и порядка их следования. Установлены зависимости температуры лазерной плазмы и концентрации заряженных частиц, а также импульса отдачи от параметров парных лазерных импульсов при плотности мощности лазерного излучения  $4 \cdot 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>. Показано, что оптимальные условия для регистрации спектров эрозионной плазмы обеспечиваются при опережающем воздействии излучения на второй гармонике с временным интервалом между лазерными импульсами 1.5–6 мкс, а для генерации импульса отдачи — при интервале 1.5–2 мкс, что важно для повышения эффективности эмиссионного лазерного спектрального анализа и лазерно-плазменных микродвигателей космического назначения.

**Ключевые слова:** двухимпульсное лазерное воздействие, лазерная плазма, структура плазменно-го факела, температура плазмы, концентрация электронов, удельный импульс отдачи.

*Spectra and structure of near-surface plasma were experimentally studied and recoil momenta were measured at a double-pulse laser action on brass and graphite targets in air at wavelengths of 0.532 and 1.064 μm, depending on the time interval between laser pulses and their order of following in time. The laser plasma temperature, the electron concentration, and the recoil momentum were found depending on the parameters of double laser pulses at a laser power density of  $4 \cdot 10^9$  W/cm<sup>2</sup>. It is shown that the optimal conditions for recording the erosion plasma spectra are such that the first pulse is generated at the second harmonic with a peak-to-peak time interval of 1.5–6 μs, whereas to produce an optimized recoil pulse, this interval should be shorter (1.5–2 μs). This is important for increasing the efficiency of emission laser spectral analysis and laser-plasma micromotors for space applications.*

**Keywords:** double-pulse laser action, laser plasma, plasma jet structure, plasma temperature, electron density, specific recoil impulse.

**Введение.** Лазерное воздействие на поглощающие материалы сопровождается комплексом сложных физических явлений: нагревом поверхности мишени, ее плавлением и интенсивным испарением. Разлетающиеся от преграды со сверхзвуковой скоростью пары, как поршень, выталкивают окружающий воздух, формируя ударную волну. В процессе воздействия лазерного излучения (ЛИ) изменяются оптические и теплофизические свойства поверхности: коэффициент отражения, температура, коэффициент теплопроводности, протекают фазовые переходы металл—жидкость—пары—плазма [1]. В диапазоне плотности мощности воздействующего ЛИ 50—100 МВт/см<sup>2</sup> окружающий мишень воздух настолько сильно нагревается, что сам начинает поглощать падающее излучение и процесс образования плазмы перебрасывается из паров мишени в воздух. Воздушная плазма экра-

---

## NEAR-SURFACE PLASMA FORMATION IN THE AIR UNDER DOUBLE-PULSE LASER ACTION AT TWO WAVELENGTHS

A. N. Chumakov\*, N. A. Bosak, A. V. Panina (B. I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, 68 Nezavisimosti Prosp., Minsk, 220072, Belarus; e-mail: chumakov@imaph.bas-net.by)

нирует мишень от падающего ЛИ. Вследствие этого энерговклад в мишень и эрозионную плазму становится менее эффективным, что ограничивает возможности лазерной обработки и лазерного спектрального анализа материалов [2—4].

Эффективность лазерного воздействия на материалы в воздухе зависит не только от плотности мощности ЛИ, но и от частоты повторения лазерных импульсов. При высоких частотах повторения лазерных импульсов ( $>5$  кГц) происходит преимущественное образование эрозионной плазмы с многократным ростом давления на поверхности мишени [5]. В таких многоимпульсных режимах существенно возрастает эффективность лазерного микро сверления ряда материалов в газах [6—9].

Высокая эффективность образования эрозионной плазмы при высоких частотах повторения лазерных импульсов представляет интерес для лазерного спектрального анализа [10—14]. Значительно повысить чувствительность анализа материалов удастся уже при воздействии двух лазерных импульсов, разделенных интервалом несколько микросекунд. В этих условиях выявлены усиление разогрева паров мишени и увеличение плотности электронов в определенном диапазоне временных интервалов между импульсами [14—17]. Поэтому в методе лазерно-искровой эмиссионной спектроскопии все шире используется двухимпульсное лазерное воздействие [18].

В последние годы выявлены усиление интенсивности оптического излучения лазерной плазмы и увеличение энергии ионов при воздействии на латунь и медь двух фемтосекундных лазерных импульсов, разделенных временным интервалом от единиц до тысяч пикосекунд [19, 20]. Исследования воздействия на алюминий последовательности двух импульсов с резонансной и нерезонансной длинами волн выявили возможность увеличения доли ионов в лазерно-индуцированной плазме благодаря селективному возбуждению и ионизации [21].

Дополнительные преимущества в образовании и разогреве эрозионной лазерной плазмы может обеспечить двухимпульсный режим облучения конденсированных сред на различных длинах волн благодаря зависимости коэффициента отражения мишени и поглощения излучения плазмой от длины волны воздействующего ЛИ. Так, в [22] показано, что максимум удельного импульса отдачи можно увеличить вдвое при воздействии сдвоенных импульсов ЛИ на двух длинах волн (1.064 и 0.532 мкм) с опережающим воздействием коротковолнового излучения на графит и латунь с плотностью мощности  $q > 200$  МВт/см<sup>2</sup> и временным интервалом  $\sim 2$ —5 мкс вследствие пониженного коэффициента отражения поверхности этих мишеней для коротковолнового излучения и более эффективного разогрева плазмы длинноволновым ЛИ из-за квадратичной зависимости ее поглощательной способности от длины волны. Эксперименты [23] показали, что существенного повышения эффективности образования эрозионной плазмы и генерации механического импульса отдачи удастся достичь в условиях воздействия сдвоенных импульсов ЛИ на двух длинах волн на ряд металлов в воздухе. Поэтому актуален поиск режимов двухимпульсного двухдлинноволнового лазерного воздействия на материалы в воздухе, обеспечивающих эффективное образование приповерхностной плазмы и генерацию импульса отдачи при определенном временном интервале между наносекундными лазерными импульсами и порядке следования импульсов.

Цель настоящей работы — определение оптимальных условий двухимпульсного лазерного воздействия на  $\lambda = 1.064$  и 0.532 мкм на латунь и графит в воздухе при атмосферном давлении для получения максимальных температуры и концентрации электронов образуемой эрозионной плазмы, а также удельного импульса отдачи.

**Экспериментальная установка и методы исследований.** Основу экспериментальной установки составляют два YAG:Nd-лазера, генерирующих на  $\lambda = 1.064$  и 0.532 мкм (рис. 1). Лазер ЛТИ-403 1 ( $\lambda_1 = 1.064$  мкм,  $E = 95$  мДж,  $\tau = 20$  нс) обеспечивает практически одинаковую длительность и энергию импульсов с лазером LS-2130 2 ( $\lambda_2 = 0.532$  мкм,  $E = 100$  мДж,  $\tau = 20$  нс). Согласованная работа обоих лазеров достигается с помощью специального блока синхронизации. Излучение лазеров фокусируется линзой 8 на поверхность мишени 11. Установка обеспечивает двухимпульсное воздействие ЛИ на материалы в воздухе на  $\lambda_1 = 1.064$  и  $\lambda_2 = 0.532$  мкм с регулируемым временным интервалом между лазерными импульсами и управляемым порядком их следования. Зарегистрированы спектры приповерхностной плазмы и импульсы давления на облучаемых мишенях. Регистрацию спектров лазерной плазмы с экспозицией 7 мс обеспечивает спектрометр SDH-IV 14 с линейным ПЗС-приемником TCD 1304 AP (Toshiba), согласованным с компьютером 16 и блоком синхронизации лазерной системы. Для регистрации импульсов давления на мишень использован пьезоэлектрический датчик давления (ПДД) 12, согласованный с цифровым осциллографом Bordo 221, работающим в составе персонального компьютера 16. Пьезоэлектрический датчик калиброван ударом стального шарика

(“метод маятника”) согласно [24]. Одновременно осциллограф использован для регистрации импульсов ЛИ с помощью фотоприемников на основе фотодиодов ФД-21КП и ФД-10Г. Импульсы отдачи для различных материалов и условий проведения экспериментов определены методом численного интегрирования сигнала давления по времени с учетом соответствующей нормировки [22].

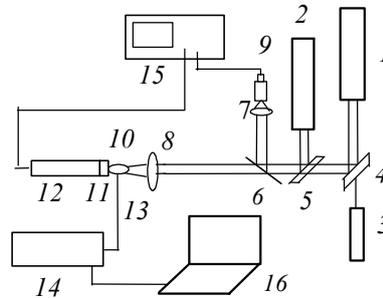


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — Nd:YAG-лазер ( $\lambda_1$ ); 2 — Nd:YAG-лазер ( $\lambda_2$ ); 3 — He—Ne-лазер; 4, 5 — поворотные зеркала; 6 — светоделитель; 7, 8 — фокусирующие линзы; 9 — фотодиод; 10 — плазменный факел; 11 — мишень; 12 — датчик давления; 13 — световод; 14 — спектрометр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

При измерениях параметров плазмы и импульса отдачи энергия лазерных импульсов на обеих длинах волн поддерживалась постоянной и составляла 95 и 100 мДж. Таким образом, плотность мощности ЛИ в пятне облучения  $d_n = 0.40$  мм для обеих длин волн  $q_{0.532} = q_{1.064} \leq 4 \cdot 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>. Наиболее полные сведения о параметрах плазмы получены для материалов из латуни и графита.

Спектры приповерхностной плазмы с пространственным разрешением вдоль нормали к поверхности мишени при лазерном воздействии на латунь зарегистрированы спектрографом с матричным фотоприемником. Структура светящейся области лазерного факела и ее изменение при различных параметрах лазерных импульсов исследованы с помощью камеры Canon A 520 в режиме видеосъемки с экспозицией 500 мкс.

**Результаты и их обсуждение.** Интегральные фотографии приповерхностной лазерной плазмы на латунной мишени и ее спектры при двухимпульсном лазерном облучении для двух длин волн представлены на рис. 2. Отрицательные значения временного сдвига между лазерными импульсами соответствуют случаю опережающего воздействия коротковолнового ЛИ ( $\lambda_2 = 0.532$  мкм), положительные — длинноволнового ЛИ ( $\lambda_1 = 1.064$  мкм).

Анализ интегральных фотографий приповерхностной лазерной плазмы на латунной мишени и ее спектров с пространственным разрешением вдоль нормали к поверхности мишени (рис. 2) выявил их зависимость от временного интервала и порядка следования импульсов ЛИ с  $\lambda = 1.064$  и  $0.532$  мкм. Так, высота излучающей области приповерхностного лазерного плазмообразования растет от 8.5 до 11 мм при изменении порядка следования и интервала между лазерными импульсами, а структура факела также перестраивается при таких изменениях параметров лазерного воздействия (рис. 2, а, в).

При опережающем воздействии импульса коротковолнового ЛИ ( $\lambda = 0.532$  мкм) факел имеет форму гриба с сильно размытыми границами и выраженным ярким ядром малых размеров вблизи мишени и широким разлетом плазмы в воздух ( $< 6$  мм). При опережающем воздействии импульса длинноволнового ЛИ ( $\lambda = 1.064$  мкм) длина факела увеличивается по сравнению с одновременным воздействием ЛИ, а диаметр заметно уменьшается, что свидетельствует о формировании лазерной искры в воздухе. При изменении временного интервала между лазерными импульсами  $\Delta t$  от +1.5 до +6 мкс структура факела практически не изменяется — в нем преобладает продолговатая яркая часть вдоль нормали к поверхности мишени с очень малым ее разлетом в воздух.

Спектры приповерхностной лазерной плазмы латуни, зарегистрированные с пространственным разрешением вдоль нормали к поверхности мишени при различных временных интервалах между лазерными импульсами, свидетельствуют о выраженной зависимости состава плазмы от длины волны воздействующих импульсов ЛИ и порядка их следования во времени. Из рис. 2, б видно, что при опережающем воздействии коротковолнового ЛИ ( $\lambda = 0.532$  мкм) и  $\Delta t = -6$  мкс спектр плазменного

образования носит преимущественно эрозионный характер с отчетливыми атомарными и ионными линиями меди и цинка и очень слабыми линиями ионов азота N II.

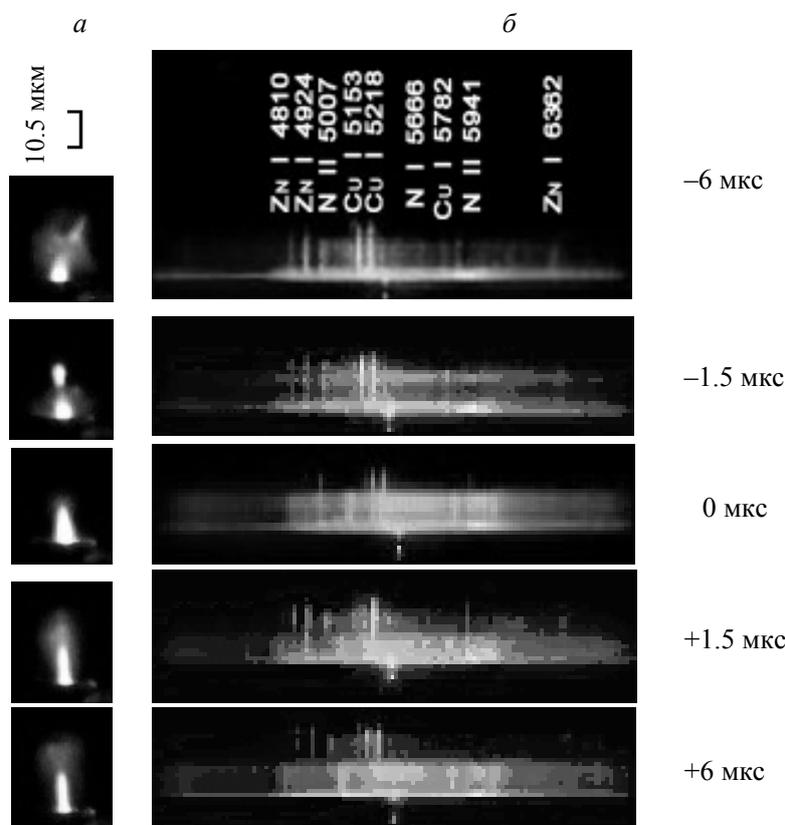


Рис. 2. Особенности структуры факела (а) и спектров приповерхностной плазмы (б) при воздействии на латунь лазерного излучения на двух длинах волн с различным временным интервалом и порядком следования импульсов

При одновременном воздействии ( $\Delta t = 0$  мкс) двух импульсов ЛИ на  $\lambda = 0.532$  и  $1.064$  мкм приповерхностная плазма характеризуется преимущественно спектром воздушной плазмы, представленным спектральными линиями ионов азота N II и наиболее интенсивными атомными линиями меди. При опережающем воздействии длинноволнового ЛИ ( $\lambda = 1.064$  мкм,  $\Delta t = +6$  мкс) в примишенной области преобладает спектр воздушной плазмы, над которой видны наиболее интенсивные линии меди и цинка. Таким образом, из качественного анализа спектров лазерной плазмы латуни можно сделать вывод, что для образования эрозионной плазмы более эффективен режим с опережающим воздействием импульса коротковолнового ЛИ.

Интерес представляет сравнение параметров плазмы и импульса отдачи в различных режимах лазерного воздействия. Для этого зарегистрированы спектры испускания плазмы калиброванным спектрометром SDH-IV в различных режимах лазерного облучения латуни и графита. На рис. 3 представлены спектры испускания лазерной плазмы на мишенях из латуни и графита с опережающим воздействием импульса как на второй ( $\lambda = 0.532$  мкм), так и на первой гармонике ( $\lambda = 1.064$  мкм) при интервалах между импульсами  $\pm 1.5$  и  $\pm 5$  мкс. Интенсивности излучения спектральных линий показаны без учета спектральной чувствительности регистрирующей аппаратуры. При опережающем воздействии коротковолнового ЛИ наибольшей интенсивностью характеризуются линии эрозионной плазмы, тогда как при опережающем воздействии ИК излучения наиболее выражены спектральные линии ионов азота, свидетельствующие о выраженном образовании воздушной плазмы. Спектры лазерной плазмы на графитовой мишени (рис. 3, в, г) содержат линии однократно ионизированных атомов углерода C II и азота N II.

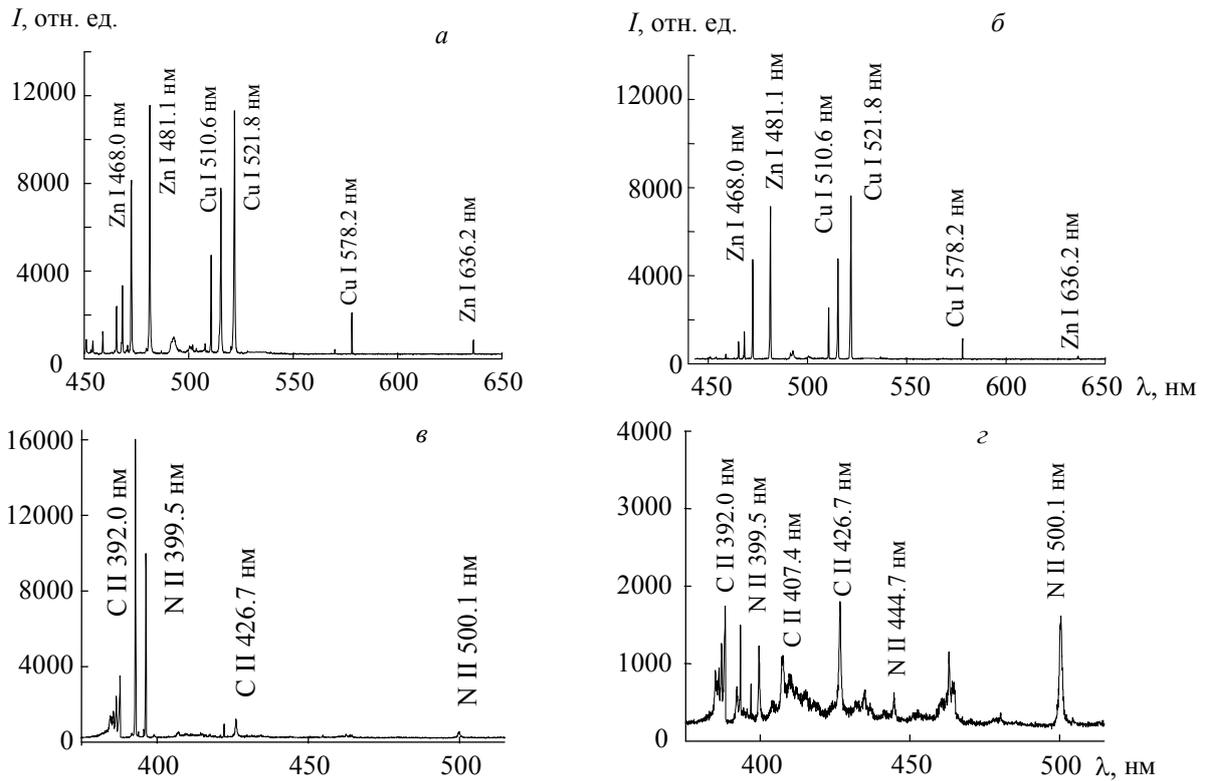


Рис. 3. Спектр лазерной плазмы на мишени из латуни ( $\Delta\tau = -1.5$  (а),  $+1.5$  мкс (б)) и графита ( $\Delta\tau = -5$  (в),  $+5$  мкс (з))

Параметры образующейся плазмы определены с учетом того, что в условиях воздействия на мишени высокоинтенсивного ЛИ при атмосферном давлении реализуется локальное термодинамическое равновесие в плазме благодаря высокой концентрации заряженных частиц. В экспериментах с латунью температура плазмы определяется по спектральным линиям Zn I 468 и Zn I 636.2 нм (рис. 4, а):

$$kT = (E_2 - E_1) / \ln(I_1 \lambda_1^3 g_2 f_2 / I_2 \lambda_2^3 g_1 f_1), \tag{1}$$

где  $E_{1,2}$ ,  $I_{1,2}$ ,  $\lambda_{1,2}$ ,  $g_{1,2}$  и  $f_{1,2}$  — энергии возбуждения, полные интенсивности, длины волн, статистические веса нижних состояний и силы осцилляторов для первой и второй линий соответственно.

Концентрация электронов в плазме латуни определяется по штарковскому уширению линии  $H_\alpha$  656.3 нм (рис. 4, б):

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

где  $C(N_e, T_e)$  — штарковская константа, слабо зависящая от  $N_e$  и  $T_e$ .

Из рис. 4, а, б видно, что максимальные температуры (24000 К) и концентрации электронов в плазме латуни ( $4.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) достигаются при опережающем воздействии коротковолнового ЛИ с  $\lambda = 0.532$  мкм, но при разных интервалах между импульсами  $\Delta t = -5$  и  $-1.5$  мкс. Различие временных интервалов между импульсами, соответствующих достижению максимальной температуры плазмы и наибольшей концентрации частиц, связано с тем, что плазма представляет собой объект со сложной пространственной структурой, непрерывно изменяющейся во времени.

В экспериментах с графитом температура плазмы (рис. 4, в) определяется по относительной интенсивности спектральной линии N II 399.5 нм и группы близко расположенных перекрывающихся линий N II (499.4—500.7 нм):

$$I_1/I_2 = \frac{A_1 g_1 \lambda_2}{A_2 g_2 \lambda_1} \exp[-(E_1 - E_2)/kT], \tag{3}$$

где  $A_1, A_2$  — вероятности спонтанного перехода линий.

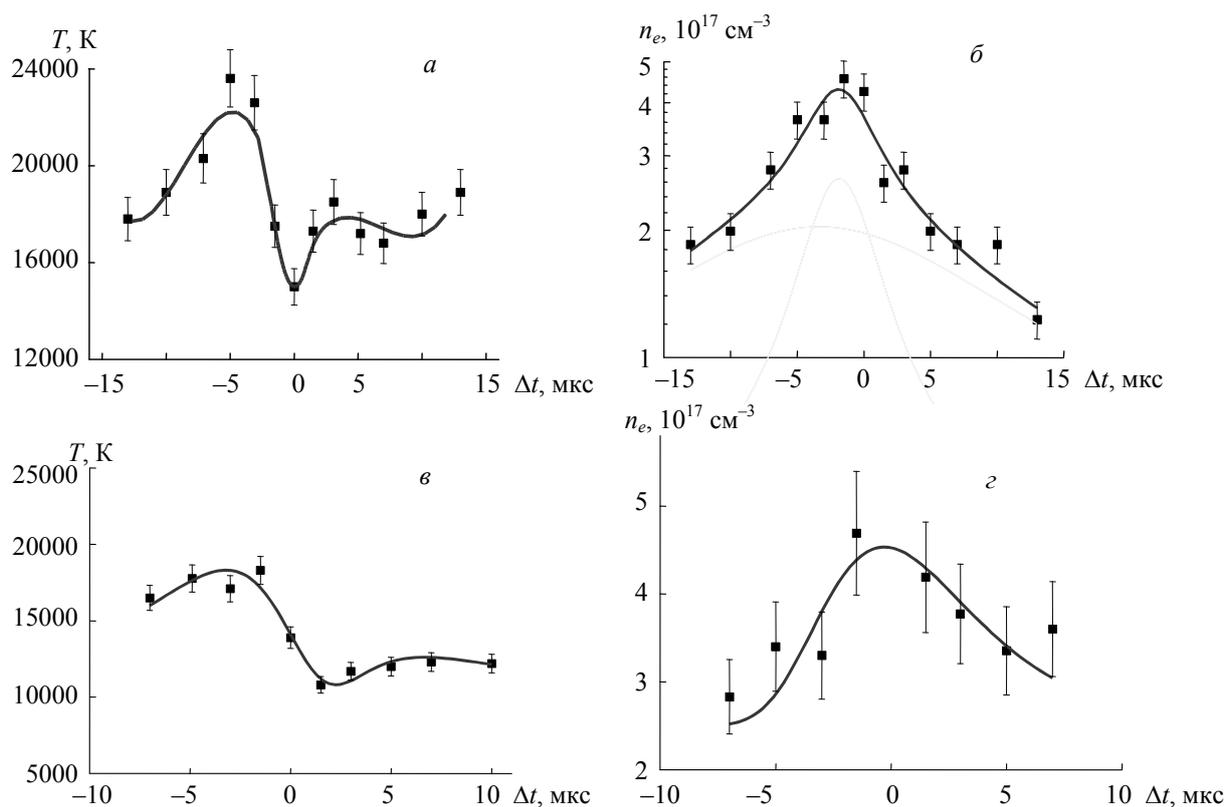


Рис. 4. Зависимость температуры (а, в) и концентрации электронов (б, з) плазмы латуни (а, б) и графита (в, з) от интервала между лазерными импульсами с длинами волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$

Концентрация электронов оценена по уширению линии С II 426.7 нм (рис. 4, з):

$$\Delta\lambda \approx 2[1 + 1.75 \cdot 10^{-4} N_e^{1/4} \alpha (1 - 0.068 N_e^{1/6} T_e^{1/2})] \cdot 10^{-17} w N_e, \quad (4)$$

где  $N_e$  — концентрация электронов;  $T_e$  — электронная температура плазмы;  $w$  и  $\alpha$  — параметры уширения за счет электронов и ионов. В этом случае максимальные температуры (18000 К) и концентрации электронов в плазме ( $4.7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ), так же как и для латуни, достигаются при опережающем воздействии коротковолнового ЛИ  $\lambda = 0.532 \text{ мкм}$ , но при разных интервалах между импульсами  $\Delta t = -2.5$  и  $-1.5$  мкс. В значительной степени это обусловлено возрастанием поглощательной способности плазменного образования с увеличением длины волны воздействующего ЛИ.

Экспериментальные зависимости удельных импульсов отдачи от интервала между лазерными импульсами удовлетворительно согласуются с рассчитанными по параметрам плазмы с использованием уравнения состояния идеального газа и длительности лазерного воздействия для латуни и графита (рис. 5):

$$I_{\text{уд.имп.}} = \frac{SA \int U_d(t) dt}{E_{\text{ЛИ}} T}, \quad (5)$$

где  $S = 9 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$  — площадь приемной поверхности ПДД;  $A$  — калибровочный коэффициент ПДД, атм/В;  $T = 0.92$  — пропускание оптической системы;  $E_{\text{ЛИ}}$  — энергия в лазерном импульсе, Дж;  $U_d(t)$  — сигнал с ПДД, В.

Наибольший импульс отдачи получен при опережающем воздействии коротковолнового ЛИ при временной задержке между импульсами 1.5—2 мкс. Результаты свидетельствуют о том, что удельный импульс отдачи зависит не только от временного интервала между лазерными импульсами с различной длиной волны, но и от порядка их следования. Такая зависимость связана с более эффективным нагревом плазмы в случае задержки импульса с большей длиной волны относительно коротковолнового импульса из-за квадратичной зависимости поглощающей способности плазмы от длины волны воздействующего ЛИ [23].

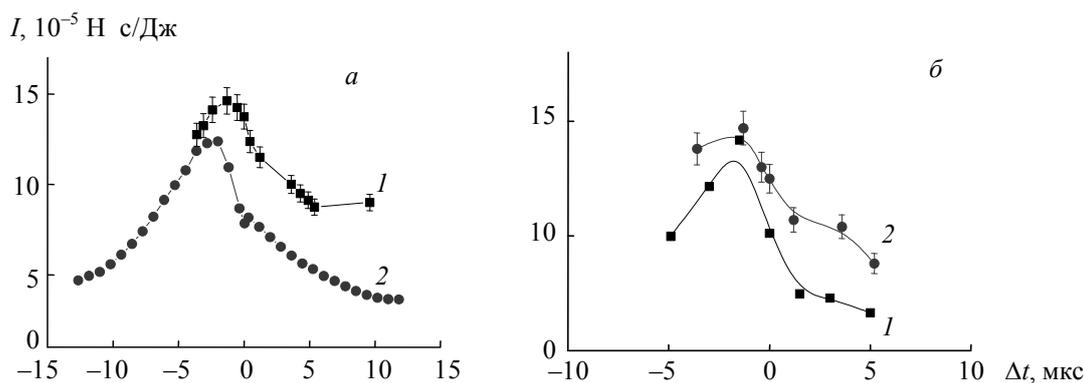


Рис. 5. Зависимости измеренного (1) и рассчитанного (2) импульсов отдачи от интервала между импульсами лазерного излучения для латуни (а) и графита (б)

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 с поверхностью и приповерхностной плазмой, образуемой при воздействии первого импульса. Следует отметить, что условия взаимодействия ЛИ на двух длинах волн с разным порядком следования импульсов изменяются с изменением временного интервала между двумя импульсами вследствие изменения плотности (концентрации) и состава плазмы, а также тепловых и оптических характеристик поверхности.

Формирование выраженного максимума температуры плазмы латуни (24000 К) и графита (18000 К) при опережающем воздействии ЛИ на второй гармонике обусловлено тем, что исходная плазма, образуемая импульсом ЛИ на  $\lambda = 0.532$  мкм, впоследствии эффективно разогревается вторым импульсом ЛИ с  $\lambda = 1.064$  мкм. Повышенная эффективность такого разогрева плазмы связана с большим коэффициентом поглощения плазмы длинноволнового ЛИ. При опережающем воздействии длинноволнового ЛИ реализуются более низкие значения температуры плазмы латуни и графита (18000 и 13000 К), что вызвано, скорее всего, повышенным порогом приповерхностного плазмообразования для длинноволнового ЛИ 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 с двумя длинами волн на параметры и структуру образуемой их воздействием приповерхностной лазерной плазмы. Показано, что при воздействии на латунь и графит в воздухе парных лазерных импульсов с  $\lambda = 1.064$  и  $0.532$  мкм с управляемым временным интервалом и порядком следования импульсов 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 ее эмиссионных спектров обеспечиваются при опережающем воздействии лазерного излучения на второй гармонике  $\lambda = 0.532$  мкм с временным интервалом между импульсами 3—6 мкс. Показано, что при подобном опережающем воздействии излучения на второй гармонике  $\lambda = 0.532$  мкм на латунь и графит в воздухе обеспечивается также наиболее эффективный режим генерации импульса отдачи, реализующийся при интервале между импульсами 1.5—2 мкс. Полученные результаты могут быть использованы для повышения эффективности эмиссионного лазерного спектрального анализа материалов и лазерно-плазменных микродвигателей космического назначения.

- [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, М. А. Ельшевича, 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. Чу-маков. 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. элек-трон., **32**, № 10 (2002) 929—932
- [8] С. М. Климентов, П. А. Пивоваров, В. И. Конов, Д. Брайтлинг, Ф. Даусингер. Квант. элек-трон., **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. спект., **61**, № 5-6 (1994) 476—484 [L. Ya. Minko, 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. спект., **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] R. Noll. Laser-Induced Breakdown Spectroscopy. Fundamentals and Applications, Berlin, Heidelberg, Springer (2012)
- [14] А. Н. Чумаков, В. Б. Авраменко, Н. А. Босак. Журн. прикл. спект., **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] E. A. Ershov-Pavlov, K. Yu. Katsalap, K. L. Stepanov, Yu. A. Stankevich. Spectrochim. Acta, B, **63** (2008) 1024—1037
- [17] A. A. I. Khalil. Laser Phys., **20**, N 1 (2010) 238—244
- [18] Д. Кремерс, Л. Радziemски. Лазерно-искровая спектроскопия, Москва, Техносфера (2009)
- [19] V. Piñon, D. Anglos. Spectrochim. Acta, B, **64** (2009) 950—960
- [20] S. Amoroso, R. Bruzzese, X. Wang, G. O’Connell, J. G. Lunney. J. Appl. Phys., **108**, 113302 (2010)
- [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, 25–27 октября 2005 г., Минск, ОИПИ НАН Беларуси (2005) 45—49
- [23] А. Н. Чумаков, Н. А. Босак, А. В. Панина. Сб. тр. VIII Междунар. научн. конф. “Лазерная фи-зика и оптические технологии”, Минск, **2** (2010) 150—153
- [24] Г. П. Голубев, Т. Н. Малашенко, В. П. Филиппов. В сб. “Метрология и методы оптико-физи-ческих измерений”, Москва, изд-во Стандартов (1974) 5—6