

Оптическая спектроскопия лазерной плазмы в глубоком кратере

Т.В.Кононенко, Д.Вальтер, В.И.Конов, Ф.Даусингер

Экспериментально исследована временная динамика спектров плазменной эмиссии на различных этапах сверления стальной пластины лазерными импульсами длительностью 100 фс и 5 пс: от возникновения мелкого кратера до формирования сквозного канала. Проанализирован сдвиг временной зависимости температуры плазмы при изменении геометрии облучаемой поверхности. Обнаружено, что временной интервал, необходимый для достижения определенного температурного уровня (~ 8000 К), резко возрастает с 40–50 до 150–200 нс при достижении определенной глубины кратера. При дальнейшем увеличении глубины кратера, а также при образовании сквозного отверстия наблюдается обратная тенденция. Представлено экспериментальное подтверждение сильного самопоглощения в плазменном факеле внутри глубокого кратера, которое приводит к появлению линейчатого поглощения на фоне сплошного эмиссионного спектра.

Ключевые слова: лазерная плазма, оптическая спектроскопия, лазерное сверление.

1. Введение

Современная оптическая спектроскопия позволяет изучать такой принципиально нестационарный объект, как импульсная лазерная плазма с наносекундным временным разрешением. Длительность импульса многих современных лазерных систем сравнима или меньше указанной величины, что ограничивает спектроскопический анализ периодом после окончания действия лазерного импульса, т. е. стадией распада лазерной плазмы. Тем не менее спектроскопические измерения параметров плазмы, включая ее ионный состав, температуру и плотность электронов, имеют важное значение для оптимизации лазерного осаждения тонких пленок [1], лазерной обработки материалов [2], лазерного химического анализа [3] и ряда других приложений.

Проводившиеся ранее исследования выявили зависимость скорости охлаждения лазерной плазмы от энергии и длительности импульса [3–4], состава и давления окружающей атмосферы [2, 5–7], природы испаряемой мишени [6]. В настоящей работе рассмотрен вопрос о влиянии геометрии испаряемой поверхности на эволюцию лазерной плазмы. Лазерное сверление, нашедшее широкое практическое применение, является типичным примером процесса, при котором происходит кардинальное изменение формы облучаемой поверхности: изначальная плоская поверхность преобразуется в конусообразный кратер, который достигает задней поверхности образца и трансформируется в расширяющийся сквозной канал. Важной особенностью представленных ниже эксперимен-

тов по лазерному сверлению является использование коротких, пико- и фемтосекундных, лазерных импульсов, с которыми связаны большие надежды на повышение точности лазерной обработки материалов.

2. Постановка экспериментов

Для создания отверстий в пластинах из нержавеющей стали толщиной до 0.75 мм использовался Ti:сапфировый лазер (Hurricane, Spectra-Physics), генерировавший импульсы длительностью 130 фс и 5 пс с частотой следования 1 кГц на длине волны 800 нм. В фокальной плоскости линзы ($F = 65$ мм) формировалось пятно с гауссовым распределением энергии и диаметром 17 мкм (по уровню $1/e^2$ от максимума интенсивности). Фокальная плоскость была смещена на 0.2 мм внутрь образца от передней поверхности, как это обычно делается для повышения средней скорости сквозного сверления.

Оптическая схема, использованная для регистрации эмиссионных спектров плазмы в глубоком кратере, представлена на рис.1. Наблюдение плазмы велось вдоль оси

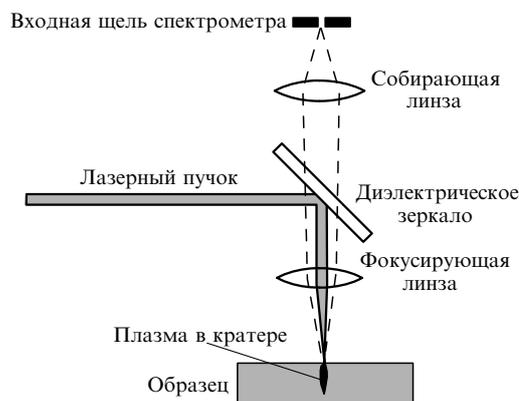


Рис.1. Оптическая схема для регистрации эмиссионных спектров плазмы в кратере.

Т.В.Кононенко, В.И.Конов. Центр естественно-научных исследований Института общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: kononen@nsc.gpi.ru
D.Walter, F.Dausinger. Institut für Strahlwerkzeuge, Universität Stuttgart, Pfaffenwaldring 43, 70569 Stuttgart, Germany

Поступила в редакцию 12 декабря 2007 г., после доработки – 12 сентября 2008 г.

лазерного пучка, которая совпадала с осью образующегося кратера. Собирающая линза концентрировала излучение плазмы на входной щели спектрометра. Эмиссионные спектры записывались при фиксированной длительности экспозиции 10 нс, тогда как задержка регистрации спектра относительно момента облучения мишени лазерным импульсом варьировалась в диапазоне 10–400 нс. Регистрация спектров осуществлялась в спектральном диапазоне 370–445 нм с использованием дифракционной решетки 600 лин./мм. Спектроскопические измерения проводились при пониженной частоте следования лазерных импульсов (10 Гц) путем усреднения 100 последовательно фиксируемых спектров.

Согласно предыдущим исследованиям [8], в плазме, генерируемой короткими лазерными импульсами, реализуются условия существования локального термодинамического равновесия, по крайней мере в течение первых нескольких микросекунд. В этом случае населенность электронных уровней атома (иона) определяется уравнением Больцмана, а для интенсивности I_{mn} спектральных линий выполняется соотношение

$$I_{mn} \sim g_m A_{mn} \exp(-E_m/kT), \quad (1)$$

где g_m – статистический вес верхнего уровня; A_{mn} – вероятность перехода; E_m – энергия верхнего уровня; k – постоянная Больцмана; T – температура свободных электронов, определяющая возбуждение электронных уровней. Из соотношения (1) следует, что зависимость $\ln[I_{mn} \times (g_m A_{mn})^{-1}]$ от E_m может быть аппроксимирована прямой линией, и наклон этой линии обратно пропорционален температуре T . В нашем случае для расчета температуры использовались экспериментально измеренные интенсивности девяти линий железа в интервале длин волн 371.99–376.38 нм, для которых хорошо известны параметры g_m , A_{mn} и E_m [6].

3. Результаты измерений и их обсуждение

Характерные изменения оптического спектра эмиссии в процессе остывания плазмы после окончания действия лазерного импульса проиллюстрированы на рис.2. При нулевой задержке регистрации относительно лазерного импульса наблюдается сплошной эмиссионный спектр, обусловленный рекомбинационным и тормозным излучением свободных электронов. Далее интенсивность

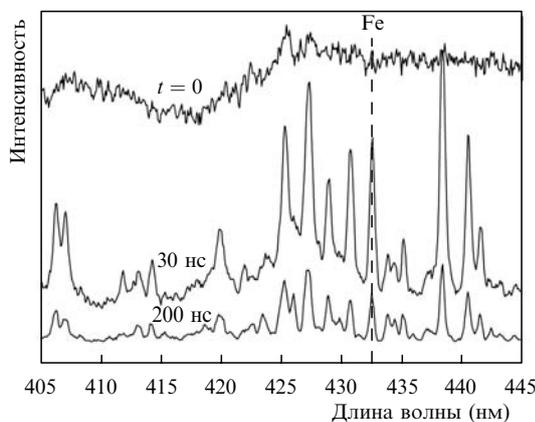


Рис.2. Спектры эмиссии плазмы при различных значениях задержки t регистрации относительно момента облучения мишени лазерным импульсом.

сплошного спектра монотонно падает по мере увеличения задержки, отражая постепенное снижение плотности свободных электронов в ходе последовательной рекомбинации с ионами. Появление и быстрый рост линейчатого спектра в исследуемом диапазоне длин волн означает возникновение в плазме заметного количества нейтральных атомов железа и хрома. Последующее медленное уменьшение интенсивности спектральных линий объясняется постепенным понижением температуры свободных электронов, что снижает вероятность возбуждения оптических переходов в атомах.

Для количественного описания изменения эмиссии плазмы во времени в первом приближении можно ограничиться измерением интенсивности сплошного и линейчатого спектров на фиксированной длине волны. Мы использовали для этой цели одну из интенсивных линий железа ($\lambda = 432.58$ нм), отмеченную на рис.2. Рисунок 3 позволяет сравнить временную динамику изменения амплитуды выбранной линии и интенсивности сплошного спектра для трех основных вариантов геометрии испаряемой поверхности при лазерном сверлении: мелкий кратер, глубокий кратер и сквозной канал. Представленные результаты относятся к импульсам длительностью 5 пс и энергией $Q = 0.7$ мДж. Мелкий кратер (рис.3,а), возникший после первых 100 лазерных импульсов, имел глубину $L = 50$ мкм, намного меньшую диаметра кратера ($D = 125$ мкм). Интенсивность линии железа в этом случае достигала максимума при задержке регистрации $\tau_{max} = 50$ нс. При переходе к глубокому кратеру (рис.3,б), для которого отношение глубины L ко входному диаметру D достигало 4.5, было обнаружено заметно более медленное снижение интенсивности сплошного спектра. Интенсивность линии в этом случае достигала макси-

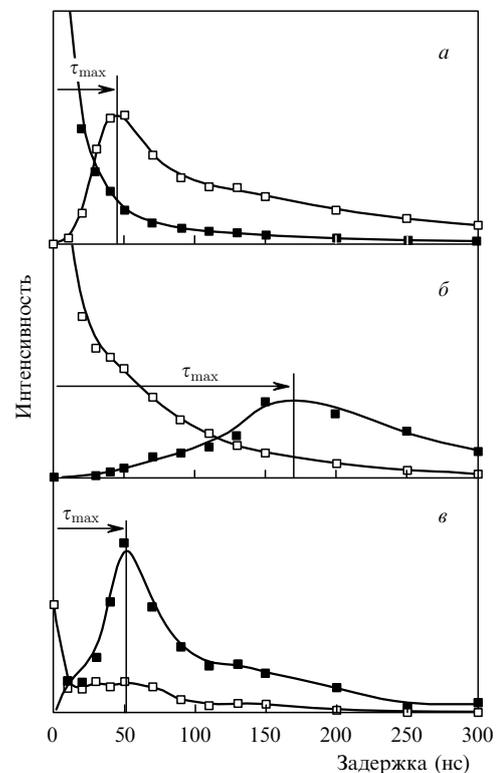


Рис.3. Изменение интенсивности линии железа с $\lambda = 432.58$ нм (\square) и сплошного спектра на той же длине волны (\blacksquare) в зависимости от момента задержки регистрации в мелком кратере (а), в глубоком кратере (б) и в сквозном канале (в).

мума также позднее ($\tau_{\max} = 200$ нс). После возникновения сквозного канала (рис.3,б) проявлялась противоположная тенденция, т. е. временная задержка до достижения максимальной интенсивности линии уменьшалась до первоначальной величины.

При наличии в плазме локального термодинамического равновесия максимальная интенсивность выбранной спектральной линии соответствует некоторой фиксированной температуре электронов, возбуждающих оптические переходы в атомах железа. Таким образом, представленные на рис.3 кривые позволяют оценить временной промежуток, в течение которого температура лазерной плазмы снижалась до заданного уровня. Величину этого уровня можно определить из сравнения временных зависимостей электронной температуры в интервале 20–400 нс после лазерного импульса, рассчитанных из спектров плазмы в мелком и глубоком кратерах (рис.4). Полученная нами кривая электронной температуры для мелкого кратера хорошо согласуется с результатами предыдущих спектроскопических исследований лазерной плазмы при длительности импульса 5 пс [3]. В то же время температурная кривая для глубокого кратера оказалась сдвинутой примерно на 2000 К в сторону более высоких температур. Из представленного графика ясно видно, что задержка регистрации в 50 нс в случае мелкого кратера и в 200 нс в случае глубокого кратера соответствует одному и тому же уровню температуры ~ 8000 К. Таким образом, трансформация температурной кривой в указанном временном интервале при преобразовании геометрии кратера может быть вполне адекватно описана на количественном уровне как сдвиг кривой по шкале времени на величину, которая определяется изменением введенного нами параметра τ_{\max} . Удобство данного описания во многом определяется тем, что существенное уменьшение интенсивности линейчатого спектра в глубоком кратере и сквозном канале гораздо сильнее влияет на точность расчета электронной температуры, чем на определение величины τ_{\max} .

На рис.5,а показано изменение параметра τ_{\max} в процессе формирования цилиндрического сквозного канала лазерными импульсами с энергией $Q = 0.7$ мДж. Варьирование длительности импульсов от 100 фс до 5 пс не оказывало существенного влияния на результат измерений. Когда глубина кратера достигала 300–400 мкм, величина τ_{\max} резко возрастала с 50 до 150–200 нс и оставалась на этом уровне вплоть до образования сквозного канала, после чего сдвиг постепенно уменьшался до 20–50 нс. Аналогичная зависимость для меньшей энергии импульса ($Q = 0.1$ мДж) представлена на рис.5,б.

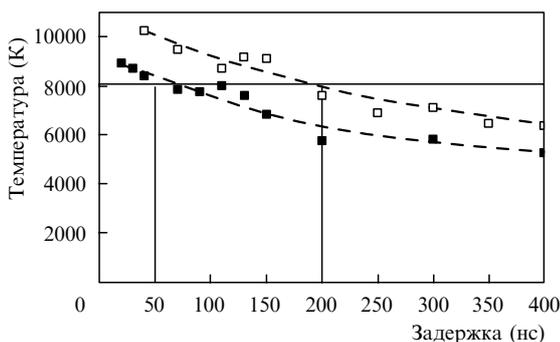


Рис.4. Зависимости температуры плазмы от задержки регистрации для мелкого (■) и глубокого (□) кратеров.

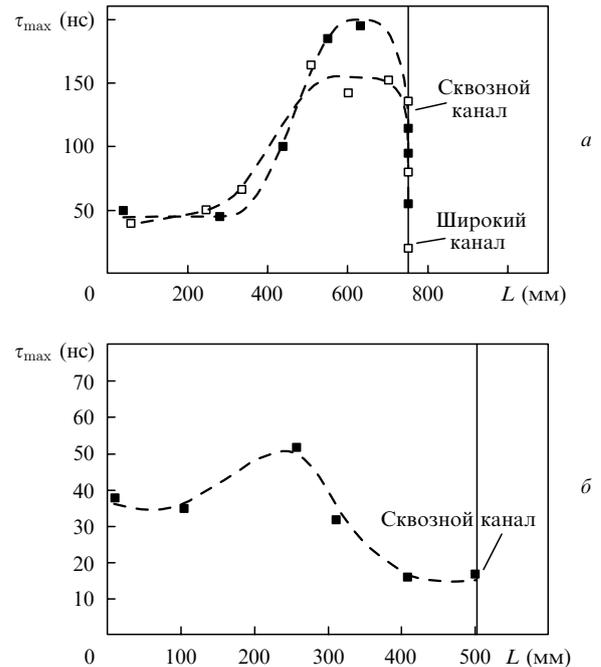


Рис.5. Временной сдвиг τ_{\max} регистрации максимальной интенсивности линии железа ($\lambda = 432.58$ нм) относительно момента облучения мишени лазерным импульсом в зависимости от глубины кратера для длительностей лазерного импульса 5 пс (■) и 130 фс (□) при $Q = 0.7$ мДж (а) и длительности импульса 5 пс при $Q = 0.1$ мДж (б).

Сравнительно небольшой рост τ_{\max} (с 35 до 50 нс) наблюдался в этом случае на меньшей глубине (150–200 мкм), после чего τ_{\max} постепенно уменьшалась до 20 нс еще до образования сквозного канала. Как следует из приведенного ниже анализа, все описанные изменения τ_{\max} в процессе лазерного сверления можно объяснить двумя основными факторами: изменением скорости остывания плазмы в зависимости от геометрии кратера и уменьшением исходной температуры плазмы в очень глубоком кратере или сквозном канале.

При анализе временной динамики плазмы в кратере следует учитывать ограничение пространственного разлета плазмы из-за сопротивления окружающей воздушной атмосферы. Экспериментально установлено, что рост видимого размера плазменного факела, созданного импульсами длительностью 0.07–10 пс в воздухе при нормальном давлении, прекращается уже через 25 нс после окончания действия импульса [9]. Граница светящейся области (факела) при этом определялась по уровню 10% от максимальной интенсивности свечения. При сравнительно низкой энергии импульса ($Q = 0.02$ мДж) установившийся размер плазменного факела составлял около 120 мкм. Для верхней оценки размера факела в нашем случае можно воспользоваться результатами исследования плазмы, созданной более длинными (300 пс) и интенсивными ИК лазерными импульсами [10]. Эмиссия плазмы интегрировалась во временном интервале, превышающем время жизни плазмы, и анализировалась с помощью оптической спектроскопии с пространственным разрешением. При использовании вышеуказанного 10%-ного критерия границы светящейся области продольный размер плазменного факела при энергии импульса $Q = 0.2$ мДж составлял около 250 мкм. Таким образом, для промежуточного значения $Q = 0.1$ мДж установившийся размер плазменного факела должен составлять пример-

но 200 мкм, что соответствует критической глубине кратера, при которой наблюдалось увеличение τ_{\max} на рис.5,б. Напомним, что повышение энергии импульса до 0.7 мДж сопровождается увеличением критической глубины до 400 мкм (см. рис.5,а). Этот результат вполне согласуется с ожидаемым ростом размера факела, который, согласно наблюдениям работы [10], увеличивается примерно в два раза при десятикратном повышении энергии импульса.

Приведенные выше оценки позволяют связать наблюдаемое увеличение параметра τ_{\max} с полной локализацией плазменного факела внутри образовавшегося кратера. Локализация плазмы должна приводить к снижению излучательных энергетических потерь, прежде всего из-за частичного отражения излучения плазмы от стенок и дна кратера. Другой, не столь очевидной причиной более медленного остывания плазменного факела в кратере является, по нашему мнению, нарастание пространственной неоднородности плазмы. Рассматриваемые нами короткие лазерные импульсы не взаимодействуют с эрозивной плазмой, так что ее параметры определяются исключительно поглощением излучения в материале и его последующим испарением. Распределение поглощенной энергии (F_{abs}) по поверхности глубокого кратера (рис.6) очевидным образом отличается от распределения энергии в лазерном пучке (F_{las}). Плотность поглощенной энергии в небольшой области на дне кратера намного выше, чем на стенках кратера, куда излучение падает под большим углом. Это определяет возникновение на дне кратера плазмы с более высокой кратностью ионизации и температурой электронов. Начальная скорость расширения плазмы, созданной пико-/фемтосекундными импульсами, составляет около 5×10^5 см/с [9]. Это означает, что за промежуток времени ~ 10 нс относительно «холодная» плазма со стенок кратера диаметром 100 мкм полностью перекрывает сечение кратера и экранирует излучение более горячей плазмы со дна кратера. Смешивание компонентов плазмы с разной температурой приводит к возникновению внутри кратера неоднородного плазменного факела с очень сильным самопоглощением, т. е. большая часть излучения «горячего» плазменного компонента не покидает плазменный факел, а поглощается внутри него «холодным» компонентом. Перераспределение энергии между компонентами плазмы различного происхождения ведет к выравниванию температуры в объеме плазмы и, в конечном счете, к ослаблению самопоглощения.

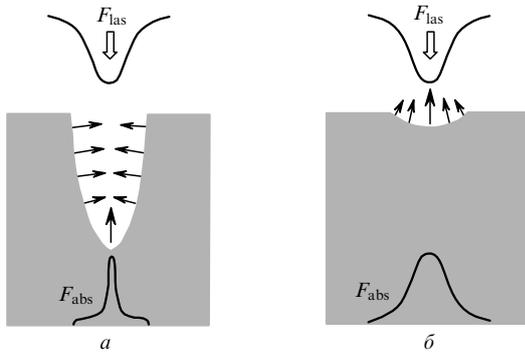


Рис.6. Разлет плазмы от облучаемой поверхности и соотношение между распределением энергии в падающем гауссовом пучке (F_{las}) и плотностью поглощенной энергии (F_{abs}) в глубоком (а) и в мелком (б) кратерах.

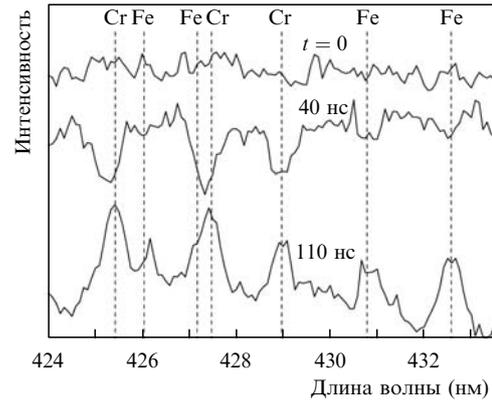


Рис.7. Спектры эмиссии плазмы в глубоком канале с различной задержкой t регистрации, демонстрирующие эффект линейчатого поглощения.

Нами было получено экспериментальное подтверждение сильного самопоглощения плазмы в глубоком кратере, которое приводит к возникновению на фоне сплошного спектра эмиссии узких линий поглощения на длинах волн, соответствующих оптическим переходам в атомах железа и хрома (рис.7). Данный эффект наблюдался в течение ограниченного промежутка времени (10–50 нс) после лазерного импульса. Нижняя граница указанного временного интервала соответствует моменту заполнения всего сечения кратера менее горячей плазмой со стенок, а верхняя характеризует время, необходимое для выравнивания температуры внутри образовавшегося плазменного факела. Следует отметить, что определенная пространственная неоднородность плазмы имеет место и при абляции в мелком кратере, однако она недостаточна для реализации описанного эффекта линейчатого поглощения. Начальная неоднородность плазмы обусловлена в этом случае только неравномерным распределением энергии в пятне облучения (рис.6,б). Относительно «холодные» области плазмы на периферии пятна занимают существенно меньшую площадь, чем в случае конического кратера, и не способны блокировать излучение более горячей плазмы в центре пятна.

Таким образом, мы связываем наблюдаемое увеличение τ_{\max} в глубоком кратере с уменьшением скорости остывания плазменного факела, локализованного внутри «глухого» кратера. Возникновение сквозного канала, во-первых, нарушает строгую локализацию плазмы внутри кратера и снижает экранировку излучения плазмы стенками канала, а во-вторых, исключает абляцию дна кратера и уменьшает неоднородность плазменного факела. Оба указанных фактора способствуют росту излучательных потерь энергии и более быстрому падению температуры плазмы, т. е. уменьшению τ_{\max} . Не менее важную роль играет то, что эффективная плотность энергии излучения, попадающего на наклонные стенки сквозного канала, снижается по мере расширения выходного отверстия. Это ведет к уменьшению начальной температуры образующейся плазмы и, как следствие, к более быстрому достижению заданного температурного уровня (~ 8000 К). Снижение параметра τ_{\max} в широком сквозном канале ниже начального уровня (см. рис.5,а) обусловлено, по-видимому, именно этим фактором.

Мы предполагаем, что снижение начальной температуры плазмы, которая не может быть измерена с помощью оптической спектроскопии, является причиной и

уменьшения τ_{\max} в глубоком, но не сквозном кратере при относительно низкой энергии импульса (см. рис.5,б). Снижение плотности падающей энергии на дне глубокого лазерного канала вплоть до полной остановки процесса абляции, обусловленное дивергенцией лазерного пучка и искривлением канала, было исследовано ранее применительно к лазерному сверлению алмаза [11]. Установлено, что чем меньше энергия лазерного импульса, тем при меньшей глубине канала начинает сказываться данный эффект. Дополнительным аргументом в пользу уменьшения плотности падающей энергии в глубоком кратере на рис. 6 может служить ослабление интенсивности спектров плазмы в 100 – 1000 раз.

4. Заключение

Таким образом, экспериментально показано, что изменение геометрии облучаемой поверхности в процессе глубокого сверления короткими лазерными импульсами оказывает заметное воздействие на временную динамику плазменной эмиссии. При превышении некоторой критической глубины кратера наблюдается значительное увеличение временного интервала, в течение которого температура плазмы снижается до заданного уровня. Это явление, как предполагается, обусловлено полной локализацией плазменного факела внутри кратера, что приводит к уменьшению излучательных энергетических потерь плазмы. Получено экспериментальное подтверждение сильного самопоглощения в плазменном факеле внутри глубокого кратера, которое приводит к появлению линейчатого поглощения на фоне сплошного эмиссионного спектра. Образование сквозного канала или

формирование достаточно глубокого «глухого» кратера сопровождается уменьшением указанного временного интервала, предположительно из-за снижения начальной температуры плазмы. Анализ временной динамики эмиссии плазмы может оказаться полезным для решения практической задачи контроля геометрии канала при лазерном сверлении.

Исследования проведены при финансовой поддержке программы PROMPTUS и РФФИ (грант № 07-07-00045-а).

1. El-Astal A.H., Ikram S., Morrow T., Graham W.G., Walmsley D.G. *J. Appl. Phys.*, **77**, 6572 (1995).
2. Boulmer-Leborgne C., Hermann J., Dubreuil B. *Appl. Phys. A*, **55**, 340 (1992).
3. Le Drogoff B., Margot J., Vidal F., Laville S., Chaker M., Sabsabi M., Johnston T. W., Barthelemy O. *Plasma Sources Science Technol.*, **13**, 223 (2004).
4. Albert O., Roger S., Glinec Y., Loulergue J.C., Etchepare J., Boulmer-Leborgne C., Perriere J., Millon E. *Appl. Phys. A*, **76**, 319 (2003).
5. Aguilera J.A., Aragon C. *Appl. Phys. A*, **69**, S475 (1999).
6. Gomes A., Aubreton A., Gonzalez J. J., Vacquie S. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **37**, 689 (2004).
7. Hong M.H., Lu Y.F., Bong S.K. *Appl. Surf. Science*, **154–155**, 196 (2000).
8. Drogoff B.L., Margot J., Chaker M., Sabsabi M., Barthelemy O., Johnston T.W., Laville S., Vidal F., von Kaenel Y. *Spectrochim. Acta B*, **56**, 987 (2001).
9. Sall'e B., Gobert O., Meynadier P., Perdrix M., Petite G., Semerok A. *Appl. Phys. A*, **69**, S381 (1999).
10. Kononenko T.V., Klimentov S.M., Konov V.I., Dausinger F. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6161**, N616106 (2006).
11. Kononenko T.V., Konov V.I., Garnov S.V., Klimentov S.M., Dausinger F. *Laser Phys.*, **11**, 343 (2001).