

импульса. Большинство авторов рассматривают образующиеся аэрозольные частицы как фактор, облегчающий повторный пробой за счет развития электронной лавины в продуктах разрушения частиц [6]. Отсюда следует, что средняя температура мишени в зоне облучения будет значительно выше, чем при моноимпульсном воздействии. В этом случае, увеличение температуры приводит к активизации диффузионных процессов и даже при небольшом увеличении температуры (на 50-100 °С) и времени воздействия элементы будут легко испаряться как с поверхности, так и с несколько большей глубины, чем при воздействии только света.

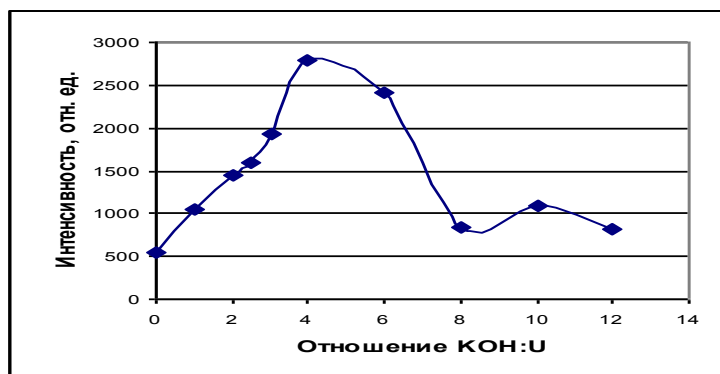


Рисунок 3 – Зависимость интенсивности ионной линии U II ($\lambda=385,958$ нм) в спектрах уранатов калия от отношения KOH:U

Использование метода лазерного искрового спектрального анализа со сдвоенными лазерными импульсами для анализа высушенных на бумажном фильтре растворов урана показало, что возбуждение сдвоенными лазерными импульсами анализируемой пористой поверхности является перспективным направлением для разработки количественного анализа сухих остатков различных растворов содержащих уран с возможностью дистанционного определения содержания урана с хорошей чувствительностью.

Список литературы

1. Пантелеев, Ю.А., Александрук, А.М., Никитина, С.А. и др. // Труды Радиового института им. В.Г. Хлопина. – 2007. – Т. XII. – С. 123 – 143.
2. Ельяшевич, М.А. Спектры редких земель. ГИИТЛ. 1953.
3. Зайдель, А.Н., Калигиевский, Н.И., Липис, Л.В., Чайка, М.П. Эмиссионный спектральный анализ атомных материалов. – М.– Л.: Физматгиз. – 1960. – 686 с.
4. Зайдель, А.Н., Прокофьев, В.К., Райский С.М., Шрейдер Е.Я. Таблицы спектральных линий. – М. 1962.
5. Анисимов, С.И., Лукьянчук, Б.С. // УФН. – 2002. – Т. 172, № 3. – С. 301 – 311.
6. Воробьев, В.С. // УФН. – 1993. – Т. 163, № 12. – С. 51 – 63.

Д.С. Умрейко, А.А. Зажогин, А.И. Комяк, С.Д. Умрейко, А.П. Зажогин – Белорусский государственный университет, Минск, zajogin_an@mail.ru.

УДК 533.9; 621.793.6

А.Р. Фадаиян, С.В. Проценко, А.П. Зажогин

РАЗРАБОТКА МЕТОДОВ КОНТРОЛЯ И ИЗМЕНЕНИЯ СОСТАВА ПРИПОВЕРХНОСТНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ТИТАНА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ СДВОЕННЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Физические процессы, связанные с образованием приповерхностной лазерной плазмы, разлетом ее и осаждением на подложке настолько многофакторны, что не удастся получить

достаточно простых закономерностей, описывающих эти процессы [1, 2]. Анализ и целенаправленное изменение компонентного, зарядового и энергетического распределения состава лазерного факела возможно на основе дополнительного воздействия на первичную плазму дополнительного лазерного воздействия. При использовании схем и методов двухимпульсного лазерного воздействия при различных углах падения на мишень и плазму возможно одновременное проведение высокочувствительного спектрального анализа [2], контроля концентрации возбужденных и заряженных частиц плазмы и управлением составом плазмы, направляемой на подложку.

Разрабатываемый в данной работе подход основан на использовании высокоинтенсивных сдвоенных лазерных импульсов для распыления (абляции) исходной мишени непосредственно в воздухе. Возникающий в этом случае относительно небольшой (порядка несколько мм) плазменный факел характеризуется высокой температурой, давлением, большой степенью ионизации элементов, поэтому он вполне способен обеспечить интенсивный поток частиц желаемой (высокой) энергии на близко расположенную подложку при минимальном влиянии окружающей атмосферы. Заметим, что с технологической точки зрения отказ от вакуумного оборудования представляется весьма желательным, поскольку позволяет не только упростить и удешевить процесс, но и существенно расширяет возможности нанесения покрытий на изделия большого размера и/или сложной геометрии.

Основная цель работы состояла в установлении условий для оптимального влияния дополнительного лазерного импульса на целенаправленное формирование компонентного и зарядового состава приповерхностной лазерной плазмы титана.

Для проведения исследований использовался лазерный многоканальный атомно-эмиссионный спектрометр LSS-1. Для возбуждения плазмы в спектрометре используется двухимпульсный неодимовый лазер с регулируемой энергией и интервалом между импульсами (модель LS2131 DM). Лазер обладает широкими возможностями как для регулировки энергии импульсов (от 10 до 80 мДж), так и временного интервала между импульсами (от 0 до 100 мкс). Лазер может работать с частотой повторения импульсов до 10 Гц и максимальной энергией излучения каждого из сдвоенных импульсов до 80 мДж на длине волны 1064 нм. Длительность импульсов ≈ 15 нс.

Динамика изменения ионного состава приповерхностной плазмы исследована методом многоканальной атомно-эмиссионной спектроскопии при воздействии сдвоенных лазерных импульсов на пластинки из титана и титаната бария от энергии их (40 – 60 мДж), изменения временного интервала между ними (0 – 20 мкс)

Для изучения эффекта действия второго импульса на процессы в приповерхностной плазме изучена динамика свечения атомных и ионных линий титана при различных временных интервалах между лазерными импульсами. В качестве типичного примера на рис. 1 приведены зависимости интенсивности атомных и ионных линий от величины временного интервала между импульсами. Задержка первого импульса постоянна и равна 130 мкс и при энергии импульсов накачки 17 Дж энергии импульсов излучения равна 63,1 и 47,1 мДж соответственно. Размер пятна повреждения ≈ 50 мкм.

Как видно из приведенных данных интенсивность линий однозарядных ионов Ti II достигает максимумами при временных интервалах между сдвоенными импульсами порядка 7 – 15 мкс, в то время как для однозарядных – в интервале 1 – 4 мкс.

Как известно [3], наиболее важную роль в образовании ионов и нанокластеров в составе лазерной плазмы играют процессы ионизации и рекомбинации ионов. Процессы ионизации определяются как плотностью потока лазерного излучения и потенциалом ионизации атомов, составляющих лазерную мишень, так и диаметром пятна фокусировки.

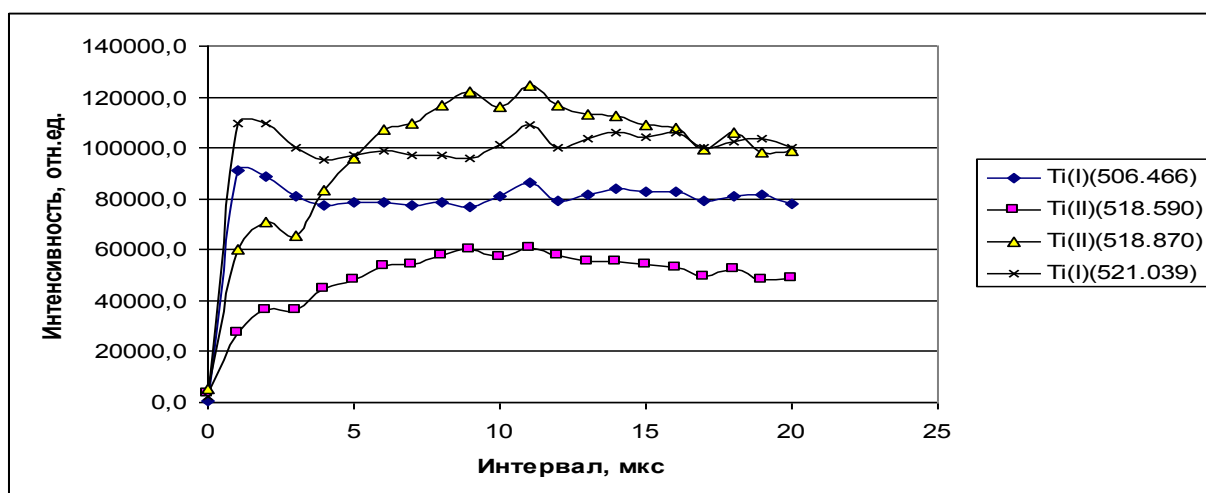


Рисунок 1 – Зависимость интенсивности атомных и ионных линий титана от интервала между импульсами

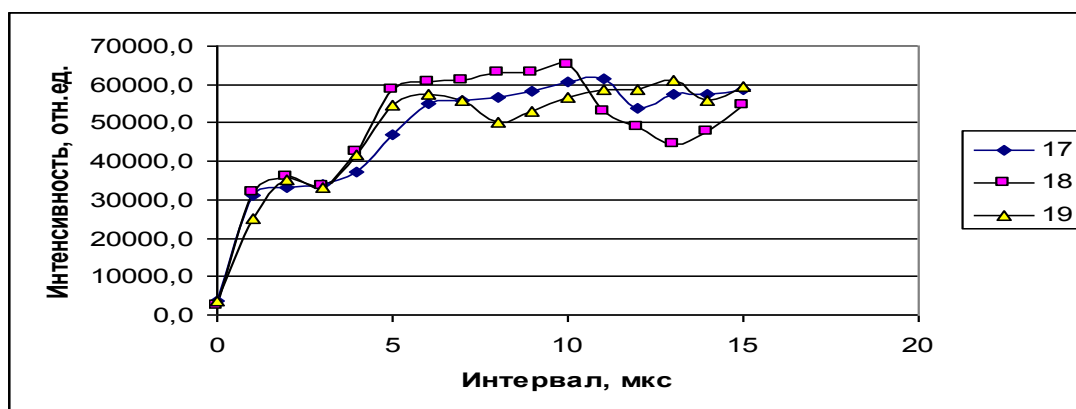


Рисунок 2 – Зависимость интенсивности ионной линии Ti II (518,931 нм) от интервала между импульсами для разных энергий накачки (энергия в рамке, в Дж)

О сложности процессов происходящих в плазме, особенно при малых интервалах, когда происходит конкуренция между процессами ионизации и рекомбинации ионов, можно видеть при сравнении интенсивностей ионных линий титана Ti (518,870 нм) I(1) и Ti (518,590 нм) I(2) (см. рис. 3). Наблюдаемые при малых задержках изменения отношения линий можно объяснить именно конкуренцией, так как определенный вклад в интенсивность ионной линии 2 дает изменения интенсивности атомной линии Ti (518,633 нм) [4].

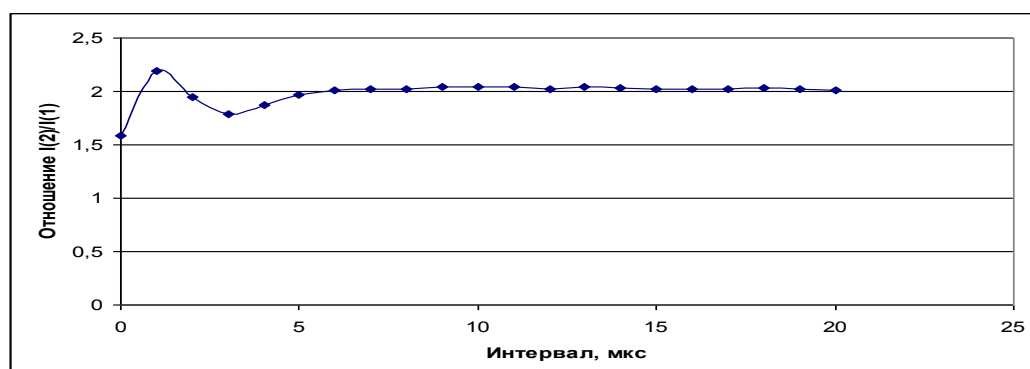


Рисунок3 – Отношение интенсивностей линий Ti (518,870 нм) I(1) и Ti (518,590 нм) I(2)

Наблюдаемое увеличение эмиссии ионизованных атомов Ti II при точной фокусировке может быть связано с возрастанием эффективности взаимодействия второго лазерного импульса с поверхностью мишени, приводящее к увеличению количества локально испаренного вещества и улучшению условий его возбуждения в присутствии нанокластеров и плазмы от первого импульса. При температуре лазерной плазмы в области искры порядка нескольких десятков эВ вещество атомизируется, ионизируется, возбуждаются практически все атомарные и ионные переходы. На первой стадии, совпадающей по времени с действием на плазму излучения второго импульса лазера, лазерная искра имеет спектральные линии, принадлежащие многократно ионизованным атомам, в том числе и лежащим в рентгеновской области. После прекращения лазерного импульса на протяжении нескольких микросекунд плазма расширяется и остывает, и затем она излучает спектры нейтральных, одно, двух, трех ионизованных атомов в зависимости от элемента.

Наличие резкого временного порога скорости образования однозаряженных ионов титана указывает на то, что причину наблюдаемых явлений необходимо искать в особенностях плазмообразования внутри образующегося достаточно глубокого канала. Картина плазмообразования в воздушной среде существенно усложняется из-за явления последействия, практически неизбежного при формировании глубоких отверстий сдвоенными импульсами, что вызывается накоплением аблированных микрочастиц и кластеров в атмосфере образующихся полостей. При этом воздействие последующего импульса, следующего через небольшой интервал времени, приводит к низкороговому оптическому пробою воздуха, насыщенного микрочастицами металла, и появлению одновременно двух разнесенных в пространстве плазменных образований. Одним из них является обычный факел лазерной плазмы на аблируемой поверхности и затем на дне формируемого отверстия, а другим – плазменно-пылевое облако, также возникающее на оси лазерного пучка, но отстоящее от поверхности на определенное расстояние. В этом случае появление плазменно-пылевой области, отстоящей на определенное расстояние от поверхности, приводит с одной стороны к дополнительной экранировке, а с другой, по видимому более важной, к созданию высокотемпературного плазменного облака высокого давления, разлетающегося преимущественно по направлению отверстия. Последний эффект обуславливает увеличение скорости пробивки по сравнению с одиночными или редко повторяющимися импульсами. Так, к примеру, в работах [5, 6] скорость пробивки менее 1 мкм/импульс при сравнимых плотностях мощности одиночного импульса в режиме редко повторяющихся импульсов, что примерно на порядок меньше (≈ 10 мкм/импульс) для высокой частоты повторения (10-200 кГц) и (≈ 15 мкм/импульс) при применении сдвоенных импульсов [7].

Выполненные спектроскопические исследования приповерхностной лазерной плазмы, образуемой вблизи поверхности титановой мишени, при воздействии на нее последовательных сдвоенных импульсов (25 имп на точку) показали возможность контроля и управления степенью ионизации плазмы. Определены временные интервалы между импульсами (1 – 15 мкс) и энергии накачки, обеспечивающие возможность получения максимальной интенсивности линий нейтральных и ионизованных атомов титана.

Список литературы

1. Сухов, Л.Т. Лазерный спектральный анализ. Новосибирск, 1990.
2. Hermann, J. and Dutuouquet, C. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 1999 – V.32. – P. 2707-2713.
3. Rohwetter, Ph., Mejean, I.Ju.G., Stehnszczyk, K., Salmon, E., Kasparian, J., Wolf, I.P. and Woste. L. // J. Anal. At. Spectrom. – 2004 – V. 19. – P. 437 – 444.
4. Стриганов, А.Р., Свентицкий, Н.С. Таблицы спектральных линий нейтральных и ионизованных атомов. М.: Атомиздат, 1966. – 900 с.
5. Климентов, С.М., Гарнов, С.В., Конов, В.И., Кононенко, Т.В. и др. // Труды ИОФ им. А.М. Прохорова РАН. – 2004. – Т. 60. – С. 13 – 29.