

## Формирование ионного тока высокотемпературной фемтосекундной лазерной плазмы на поверхности мишени, содержащей примесный слой

**Р.В.Волков, Д.М.Голишников, В.М.Гордиенко, М.С.Джиджоев, И.М.Лачко, Б.В.Марьин, П.М.Михеев, А.Б.Савельев, Д.С.Урюпина, А.А.Шашков**

*С использованием времяпролетной и масс-спектрометрической методик исследовано влияние примесной пленки на поверхности мишени, находящейся в вакууме до  $10^{-5}$  Тор, на ускорение ионов в плазме, формируемой фемтосекундным лазерным импульсом интенсивностью  $2 \times 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>. Показано, что наибольшую среднюю энергию на единицу заряда (8.5 кэВ) получают в такой ситуации протоны, в то время как ионы, составляющие вещество мишени (Si, Ti), получают энергию на единицу заряда, не превышающую 1 кэВ. Использование лазерного импульса наносекундной длительности с плотностью энергии менее 10 Дж/см<sup>2</sup>, опережающего фемтосекундный лазерный импульс на 0.1–100 пс, позволило эффективно очищать поверхность мишени за счет удаления с нее молекул, содержащих водород, углерод и кислород. В отличие от непрерывного теплового нагрева поверхности лазерная импульсная очистка обеспечивает большие температуры нагрева и может эффективно применяться для любых твердотельных мишеней в режиме как тепловой, так и плазменной очистки.*

**Ключевые слова:** фемтосекундная лазерная плазма, лазерная очистка мишени.

1. При проведении экспериментов по исследованию высокотемпературной плазмы, формируемой на поверхности твердотельной мишени фемтосекундным лазерным импульсом, типичное остаточное давление в камере взаимодействия составляет  $10^{-3} - 10^{-5}$  Тор. В таких условиях на поверхности мишени всегда присутствует примесный слой толщиной  $l \sim 1 - 10$  нм, сравнимой с толщиной горячего плазменного слоя, равной  $\sim 30 - 100$  нм [1–6] (для углеводородных соединений на поверхности Au [7], а также для окисла на поверхности Si  $l \sim 2$  нм [8]). Наличие такого слоя приводит к существенной модификации спектра ионной компоненты плазмы, что оказывается особенно существенным при исследовании плазмы с помощью времяпролетной и масс-спектроскопической методик [1, 2, 9, 10]. Эти методы диагностики позволяют оценить энергию ионов и зарядовый состав плазмы, что важно, в частности, для прогнозирования эффективности инициирования термоядерной D–D-реакции на модифицированной поверхности твердотельных мишеней под действием фемтосекундного лазерного излучения [11].

Для исключения паразитного влияния поверхностных загрязнителей может быть использован, например, тепловой способ очистки, при котором поверхность резистивно нагревается на 500–1500°C. Такой температуры оказывается достаточно для разрыва связей угле-

водородных молекул с поверхностью и активации процесса десорбции примесей из приповерхностного слоя мишени в вакуум. Время десорбции нетермостойких соединений обычно невелико и составляет  $10^{-13} - 10^{-6}$  с, что и позволяет использовать как непрерывный [3, 12, 13], так и импульсный [14, 15] режимы нагрева поверхности. Резистивный метод применим только для металлических мишеней либо для мишеней с непроводящим слоем, расположенным на токопроводящей подложке, нагрев которой на несколько сотен градусов не приводит к отслаиванию верхнего слоя.

Для очистки поверхности эффективно импульсное лазерное излучение [14–17]. Хотя импульсная лазерная очистка поверхности различных материалов известна достаточно давно [8], в работе [3] отмечается, что приготовить таким способом «чистую» поверхность мишени для исследования параметров высокотемпературной плазмы фемтосекундного лазерного импульса не удалось.

В настоящей работе показано, что ионный спектр и ускорение ионов в плазме, формируемой фемтосекундным лазерным импульсом интенсивностью  $2 \times 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup> на поверхности твердотельной мишени, находящейся в вакууме при остаточном давлении  $10^{-5}$  Тор, искажаются из-за наличия поверхностных загрязняющих и окисных слоев, содержащих атомы водорода, углерода и кислорода. В проведенных экспериментах установлено, что наибольшую среднюю энергию на единицу заряда получают протоны, ускоряемые горячим электронным компонентом, в то время как ускорение ионов, составляющих вещество мишени, происходит за счет теплового электронного компонента. Измерения, проведенные в двухимпульсном режиме, когда первый импульс служил «греющим» (очищающим), а задержанный на определенное время второй формировал высокотемпературную плазму, показали существенное уменьшение доли примесных ионов H, C и O по отношению к ионам основного материала мишени.

**Р.В.Волков.** Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы  
**Д.М.Голишников, В.М.Гордиенко, М.С.Джиджоев, И.М.Лачко, П.М.Михеев, А.Б.Савельев, Д.С.Урюпина, А.А.Шашков.** Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы;  
e-mail: savelev@femto.phys.msu.ru

**Б.В.Марьин.** НИИ ядерной физики им. Д.В.Скобелевича при МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы

Поступила в редакцию 22 мая 2003 г., после доработки – 4 сентября 2003 г.

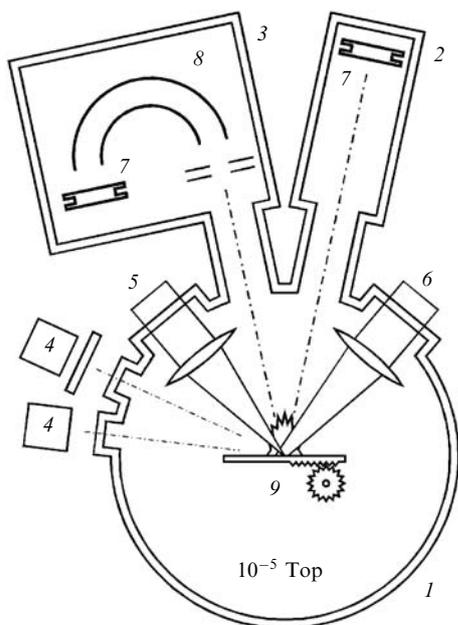


Рис.1. Схема экспериментальной установки: 1 – камера взаимодействия; 2 – камера времяпролетных измерений; 3 – камера масс-спектрометрических измерений; 4 – детекторы рентгеновского излучения (NaI) с фильтрами; 5 – излучение импульса, формирующего фемтосекундную лазерную плазму; 6 – излучение очищающего импульса; 7 – детекторы ВЭУ-7; 8 – масс-спектрометр электростатического поля; 9 – подвижная мишень.

2. Схема экспериментальной установки (см. рис.1) включала фемтосекундный лазерный комплекс, позволяющий создавать интенсивность при фокусировке более  $10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>, вакуумную камеру взаимодействия и импульсный лазер очистки. В экспериментах использовались два типа мишеней – Si и Ti, поскольку нами накоплен большой массив экспериментальных данных о свойствах плазмы, формируемой фемтосекундным лазерным импульсом на мишени из этих материалов, в том числе и с применением времяпролетной и масс-спектрометрической методик [1, 2, 18–22]. Мишень помещалась в вакуумную камеру с предельным давлением остаточных газов не более  $3 \times 10^{-5}$  Тор. Это значение определялось как возможностями используемой вакуумной системы, так и минимальным вакуумом, необходимым для функционирования детектора ионов на основе микроканальной пластины.

Для очистки поверхности твердотельных мишеней нами было использовано излучение газовых электроразрядных импульсных лазеров на CO<sub>2</sub> (длина волны  $\lambda_c = 10.6$  мкм, энергия в импульсе  $E = 30$  мДж, длительность импульса  $\tau \approx 100$  нс) и XeCl ( $\lambda_c = 0.308$  мкм,  $E = 10$  мДж,  $\tau \approx 30$  нс). В процессе лазерной очистки излучение фокусировалось на поверхность мишени под углом  $45^\circ$  до плотности энергии  $W \sim 10 - 20$  Дж/см<sup>2</sup> с помощью линзы с фокусным расстоянием  $F = 24$  см ( $\lambda_c = 0.308$  мкм при фокусировке в пятно диаметром 250 мкм), либо 50 см ( $\lambda_c = 10.6$  мкм, фокусировка в пятно диаметром 500 мкм). Это значение плотности энергии (и соответствующее значение интенсивности  $I \sim 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>) заведомо выше, чем известные из литературы пороги пробоя поверхности металлов наносекундными лазерными импульсами [23]. Уменьшение плотности энергии достигалось в наших экспериментах смещением линзы из положения

точной фокусировки вдоль оси пучка по направлению к мишени.

На поверхность мишени навстречу наносекундному лазерному импульсу под углом  $45^\circ$  фокусировалось р-поляризованное излучение фемтосекундной лазерной системы на красителе ( $\lambda_{fs} = 0.616$  мкм,  $E \sim 0.5$  мДж,  $\tau \approx 200$  фс) [18]. Максимальная интенсивность на мишени составляла  $I \sim 4 \times 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>. Опережение наносекундного лазерного импульса относительно фемтосекундного определялось электронной схемой запуска и измерялось с помощью цифрового осциллографа, на который попадали сигналы с фотоприемника, регистрирующего наносекундный лазерный импульс, и электрический импульс, опережающий фемтосекундный лазерный импульс на  $980 \pm 10$  нс. Задержка между импульсами греющей (наносекундной) и поджигающей плазму (фемтосекундной) лазерных систем могла плавно меняться от 0 до 400 нс и от 50 мкс до 100 мс. После облучения производился сдвиг мишени, обеспечивающий взаимодействие лазерного излучения с невозмущенной поверхностью мишени при следующем измерении. Контроль фокусировки фемтосекундного лазерного импульса на мишень осуществлялся по измерению выхода жесткого рентгеновского излучения из плазмы в двух спектральных интервалах одновременно. Это также позволяло измерять среднюю энергию горячего электронного компонента плазмы в каждой экспериментальной реализации [19].

Эффективность очистки поверхности мишени оценивалась по ионному току плазмы, формируемой фемтосекундным лазерным импульсом. Для этих целей использовались две методики, которые в дальнейшем мы будем называть «времяпролетные измерения» и «масс-спектрометрические измерения». Времяпролетные измерения обеспечивали измерение всего энергетического спектра ионов плазмы для каждого фемтосекундного лазерного импульса по временной форме импульса ионного тока, однако без разрешения по атомной массе и заряду частиц. Масс-спектрометрическая методика с одновременным измерением времени пролета каждого вида частиц позволяла получить информацию об атомарном и зарядовом спектре ионов, однако для получения полного энергетического спектра ионов в этом случае требовалось до нескольких сот фемтосекундных лазерных импульсов. Разрешение по энергии (а также по массе и заряду) регистрируемых ионов достигалось в последнем случае с использованием электростатического спектрометра, выполненного в виде цилиндрического конденсатора с углом поворота пучка частиц  $180^\circ$ . Анализирующее напряжение на обкладках цилиндрического конденсатора могло меняться от 100 В до 8 кВ, что обеспечивало регистрацию частиц с энергией от 400 эВ до 35 кэВ на единицу заряда. Подробные принципы работы и калибровка спектрометра описаны в работе [2].

Схематическое изображение эксперимента приведено на рис.1. В зависимости от используемой методики к камере взаимодействия пристыковалась одна из камер регистрации. Регистрация ионного тока плазмы осуществлялась по нормали к поверхности мишени. В обоих случаях ионный ток измерялся детектором ВЭУ-7, нагруженным на 50 Ом, с помощью цифрового осциллографа с полосой пропускания 100 МГц. Расстояние от мишени до детектора при использовании времяпролетной методики составляло 21 см, а для масс-спектрометрической – 62 см (из них 25 см в поле цилиндрического конденсатора).

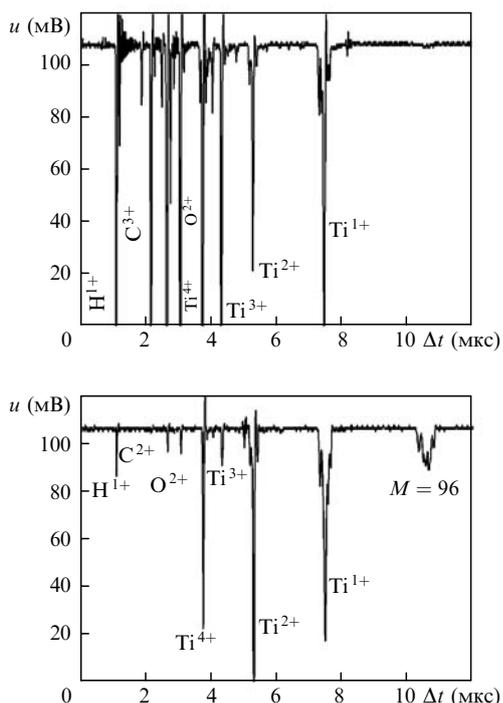


Рис.2. Сигналы, регистрируемые с помощью масс-спектрометрической методики (мишень из Ti, энергия ионов (в кэВ) 1.7Z) без предварительной очистки мишени (а) и при очистке излучением XeCl-лазера (время опережения  $t = 90$  нс) (б).

3. В первой серии экспериментов нами было проведено сравнение ионных спектров, получаемых с помощью времяпролетной и масс-спектрометрической методик для мишеней из Si и Ti, не подвергнутых лазерной очистке. Типичный вид сигнала, получаемого с помощью масс-спектрометрической методики при анализирующем напряжении  $U = 400$  В представлен на рис.2,а для мишени из Ti. Временное положение пика связано с параметром  $M/Z$  (отношением массы частицы к ее заряду) как

$$\Delta t = l \left( \frac{M}{Z} \right)^{1/2} \left( \frac{1}{4.2U} \right)^{1/2}. \quad (1)$$

Таким образом, при фиксированном значении  $U$  возможно определение параметра  $M/Z$  (и, следовательно, атомного номера) для данного пика. Помимо пиков, соответствующих регистрации ионов титана с кратностью ионизации от 1 до 4, хорошо заметен ряд пиков, соответствующих регистрации ионов H, C, O с различной кратностью ионизации. Такие сигналы были получены нами во всем доступном диапазоне анализирующих напряжений  $U$ , что позволило нам восстановить энергетический, зарядовый и атомарный спектры ионного тока плазмы (усредненные по 500 измерениям).

Сигналы, получаемые по времяпролетной методике, представлены на рис.3,а и 3,б для обеих мишеней. Характерной особенностью этих сигналов является наличие двух максимумов, отвечающих скоростям распространения  $\sim 2 \times 10^8$  и  $\sim 3 \times 10^7$  см/с. На рис.3 приведены также времяпролетные спектры, реконструированные исходя из данных масс-спектрометрической методики. Взаимная нормировка спектра, полученного прямым измерением и реконструированного по данным масс-спектрометрических измерений, проводилась на максимум сигнала. Следует отметить совпадение переднего фронта и удо-

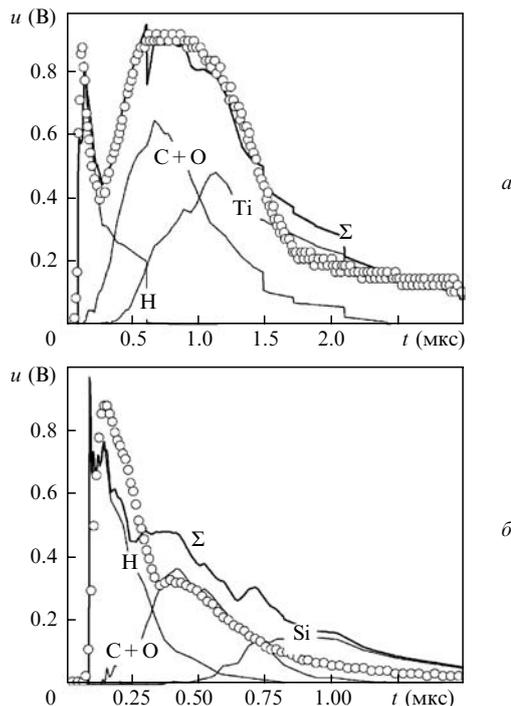


Рис.3. Сигналы, получаемые по времяпролетной методике (○) для мишени из Ti (а) и Si (б) и восстановленные по результатам масс-спектрометрических измерений (Σ). Тонкие сплошные линии отражают парциальные вклады различных ионов.

влетворительное согласие общей структуры импульса ионного тока как для мишени из Ti, так и для мишени из Si. Небольшие различия между спектрами могут быть связаны с различным напряжением на ВЭУ-7 для двух методик, что приводит к различной эффективности регистрации медленных ионов.

Сравнительный анализ спектров, представленных на рис.3, показывает, что первый максимум импульса ионного тока определяется водородом, а второй – суммой вкладов кислорода, углерода и собственно материала мишени. Ионы, обладающие большей массой, набирают меньшую скорость. Анализ энергетических спектров ионов показывает, что протоны получают существенно большую энергию на единицу заряда (в среднем  $9 \pm 2$  кэВ) и их ускорение в основном определяется горячим электронным компонентом. Средняя энергия этого компонента была оценена нами также по регистрации выхода жесткого рентгеновского излучения в  $8 \pm 3$  кэВ для обеих мишеней. Ионы других атомов ускоряются большей частью за счет теплового электронного компонента, имеющего для наших экспериментальных условий температуру порядка 250 эВ [2].

Таким образом, свойства плазмы, формирующейся фемтосекундным лазерным импульсом на поверхности твердотельной мишени, в наших экспериментальных условиях существенным образом определяются наличием на поверхности пленки, состоящей из водорода, углерода и кислорода. Следует отметить, что предварительная очистка области взаимодействия фемтосекундным лазерным импульсом интенсивностью  $I \sim 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> за 1 с до облучения мишени основным фемтосекундным импульсом не приводила к изменению в характере огибающей импульса ионного тока.

4. Очистка поверхности мишени из Si проводилась с помощью излучения импульсного CO<sub>2</sub>-лазера с плотно-

стью энергии 10 Дж/см<sup>2</sup> (0.1 ГВт/см<sup>2</sup>). Плотность энергии выбиралась исходя из следующей простой оценки температуры прогреваемого слоя. За время  $\tau$  повышение температуры  $\Delta T$  в слое толщиной  $L$  может быть оценено (в предположении о независимости теплоемкости от температуры), как

$$\Delta T \approx \frac{W(1 - R)}{Lc_p\rho}, \tag{2}$$

где  $R$  – коэффициент отражения материала;  $W$  – плотность энергии греющего лазерного импульса;  $c_p$  и  $\rho$  – удельная изобарная теплоемкость и плотность вещества мишени соответственно. Глубина прогрева  $L$  определяется как максимальная из длины поглощения и длины, на которую успевает уйти тепло за время  $\tau$ .

Глубина проникновения тепловой волны  $L_t$  за время действия лазерного импульса  $\tau$  составит

$$L_t \sim \left( \frac{\tau\lambda}{c_p\rho} \right)^{1/2}, \tag{3}$$

где  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности. Глубина поглощения лазерного излучения может быть оценена как

$$L_r \approx \left( \frac{2}{\omega\sigma\varepsilon} \right)^{1/2}, \tag{4}$$

где  $\omega$  – частота лазерного излучения;  $\sigma$  – проводимость материала;  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость. Оцененные значения  $L_t$  и  $L_r$  приведены в табл.1.

Табл.1. Оценка глубины нагрева мишени и температуры поверхностного слоя  $\Delta T$  для мишеней из Si и Ti в случае использования CO<sub>2</sub>- и эксимерного лазеров соответственно.

Мишень	$\lambda_c$ (мкм)	$R$ (%)	$L_t$ (мкм)	$L_r$ (мкм)	$\Delta T$ (К)
Si	10.6	36 ± 2	1.5–3	100	500
Ti	0.308	< 8	0.5	0.01	1.5 × 10 <sup>5</sup>

Анализ данных табл.1 показывает, что при использовании в качестве мишени Si и других материалов с малой проводимостью происходит нагрев на 500–1000°С достаточно толстого слоя на поверхности мишени. Его толщина определяется глубиной поглощения и при нагреве излучением CO<sub>2</sub>-лазера сравнима для кремния с собственной толщиной пластины – 300 мкм. Таким образом, плотность энергии лазерных импульсов, используемых в эксперименте, оказывается достаточной для прогрева слоя вещества до температуры, при которой процесс десорбции примесей становится эффективным и реализуется тепловой режим очистки без плавления вещества.

На рис.4 представлены ионные сигналы плазмы, формируемой на очищенной и неочищенной поверхностях мишени из Si при опережении импульса CO<sub>2</sub>-лазера на 100 мкс. В результате очистки поверхности амплитуда пика, соответствующего водороду, уменьшается примерно на порядок. Время прихода второго пика несколько увеличивается. Это объясняется тем, что в формировании второго пика на неочищенной поверхности участвует не только кремний, но и углерод, а также кислород, а в случае очищенной поверхности этот пик формируется, по-видимому, ионами кремния. Тем самым поверхность мишени очищается не только от водорода, но и от углерода и кислорода. Следует отметить, что

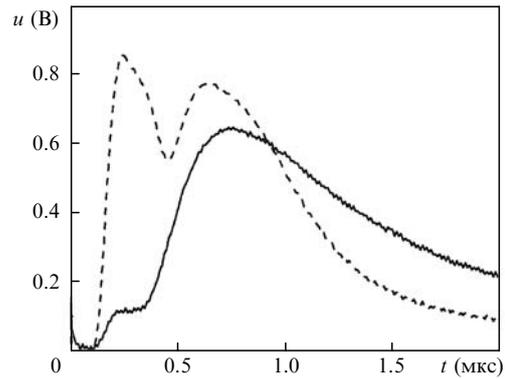


Рис.4. Времяпролетный сигнал ионов плазмы без предварительной очистки мишени (штриховая линия) и с очисткой (сплошная линия) излучением CO<sub>2</sub>-лазера (время опережения  $t = 100$  мс, мишень из Si).

данный режим очистки не приводит к удалению окисного слоя.

Величина задержки между лазерными импульсами варьировалась в диапазоне 100 мкс – 300 мс при помощи линии задержки, а также в ручном режиме в пределах 3–10 с. Было отмечено, что качество очистки поверхности, контролируемое по отношению максимумов первого и второго пиков, в диапазоне задержек до 100 мс менялось незначительно, в то время как в ручном режиме эффект очистки пропал. Таким образом, характерное время восстановления загрязняющего слоя в этом случае составило менее 1 с. Измерения также показали, что при любых значениях времени задержки величина полного ионного тока сохраняется. Следует отметить, что средняя энергия горячего электронного компонента, измеренная в той же серии экспериментов, не зависела от наличия либо отсутствия греющего наносекундного импульса.

Оценим время восстановления примесного слоя из остаточного газа как время  $t$ , необходимое для оседания 10 монослоев частиц с массой  $M$  на поверхность мишени с коэффициентом прилипания  $s = 1$  при давлении остаточного газа в камере  $p$ . Число частиц, ударившихся и осевших на поверхность площадью  $S$  за время  $t$  при максвелловском распределении частиц с температурой  $T$ , есть

$$N = \frac{1}{2\sqrt{2\pi}} stSn_g \left( \frac{kT}{M} \right)^{1/2}, \tag{5}$$

где  $n_g = p/kT$  – концентрация частиц газа;  $k$  – постоянная Больцмана. Число частиц в 10 слоях на поверхности мишени с площадью  $S$  равно  $N = 10S(n_s)^{2/3}$ , где  $n_s$  – характерная твердотельная концентрация. Таким образом,

$$t = \frac{20\sqrt{2\pi}(MkT)^{1/2}}{p} n_s^{2/3}. \tag{6}$$

Если типичная концентрация частиц в твердотельном состоянии составляет  $n_s = 3 \times 10^{22}$  см<sup>-3</sup>, то при  $p = 2 \times 10^{-5}$  Тор,  $T = 300$  К и  $M = 1.67 \times 10^{-24}$  кг время оседания слоя составит  $t \sim 500$  мс, что по порядку величины хорошо согласуется с экспериментальными оценками.

Очистка поверхности мишени из Ti проводилась с помощью излучения импульсного ХеСl-лазера с плотностью энергии до 22 Дж/см<sup>2</sup> (0.7 ГВт/см<sup>2</sup>). При использо-

вании Ti или других веществ, являющихся хорошими проводниками, глубина поглощения – толщина скин-слоя – становится малой и толщина прогреваемого слоя определяется глубиной теплопереноса  $L_t$  (см. табл.1). Анализ данных табл.1 показывает, что при использовании излучения XeCl-лазера с плотностью энергии  $W \sim 10$  Дж/см<sup>2</sup> происходит пробой поверхности мишени из Ti и образование тонкого плазменного слоя с температурой 1–10 эВ. Таким образом, в этом случае реализуется плазменный режим очистки мишени с возможным удалением окисного слоя. В то же время оценки по нагреву титановой мишени следует рассматривать как оценки сверху, поскольку формирование плазмы должно приводить к существенному росту коэффициента отражения  $R$ .

Измерения ионного тока мишени из Ti проводились с помощью масс-спектрометрической методики. Поскольку основной целью данного эксперимента было исследование зависимости эффективности лазерной импульсной очистки мишеней от плотности энергии импульса XeCl-лазера и времени его опережения по отношению к фемтосекундному лазерному импульсу, времяпролетный масс-спектрометр был настроен на область ионного спектра, соответствующую энергии ионов (в кэВ)  $1.7Z$ . Действительно, в этой области можно наблюдать сигнал как водорода (с энергией 1.7 кэВ) и других примесных атомов, так и собственно титана (с энергией от 1.7 до 8.5 кэВ в зависимости от кратности ионизации).

Характерный вид регистрируемого спектрометром сигнала в случае предварительной очистки мишени из Ti импульсом XeCl-лазера, опережающего фемтосекундный лазерный импульс на 90 нс, приведен на рис.2,б ( $W_{CO_2} \sim 20$  Дж/см<sup>2</sup>). В результате воздействия очищающего лазерного импульса доля ионов H, C и O сокращается в 10–20 раз в зависимости от типа атомов, величины времени опережения и пр.

При увеличении времени опережения  $t$ , а также при уменьшении плотности потока энергии  $W$  качество очистки постепенно снижалось. На рис.5 представлены зависимости процентной доли содержания наблюдаемых элементов от плотности энергии и от времени опережения. Анализ зависимостей рис.5 показывает, что характерная скорость восстановления слоя примесей оказывается выше, чем при очистке мишени из Si излучением CO<sub>2</sub>-лазера. Так, за время 1–10 мс общее количество примесей достигает половины от исходного количества, в то время как при очистке излучением CO<sub>2</sub>-лазера степень очистки оставалась неизменной при времени опережения менее 100 мс.

Процесс восстановления примесного слоя наиболее быстро идет для водорода и углерода, тогда как для кислорода восстановление происходит на 3 порядка медленнее. Так, по уровню  $1/e$  время восстановления составляет для водорода  $t_H \sim 300$  мкс, для углерода –  $t_C \sim 100$  мкс, а для кислорода –  $t_O \sim 100$  мс (см. рис.5,б). Уменьшение времени восстановления, наблюдаемое для мишени из Ti, по сравнению с мишенью из Si может быть связано с восстановлением примесного слоя на поверхности мишени из Ti за счет диффузии атомов водорода из глубины мишени. Действительно, скорость диффузии водорода в титане и кремнии при температуре в 500–1500 °С составляет порядка  $D_0 \sim 10^{-2} - 10^{-3}$  см<sup>2</sup>/с [24], т. е. за 100 мкс длина диффузии составляет 3–10 мкм. Это значение превышает глубину прогрева титана УФ излучением эксимерного лазера (1 мкм), однако оказывается существенно

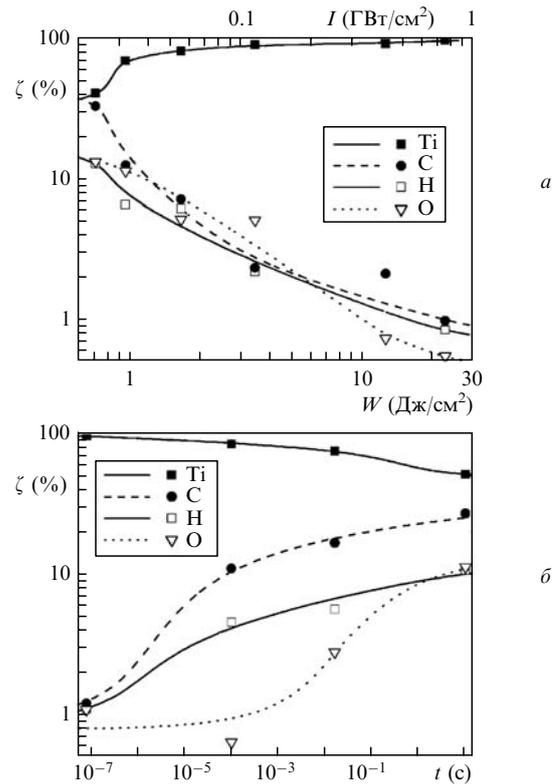


Рис.5. Зависимости процентной доли  $\zeta$  содержащихся в плазме ионов от плотности энергии  $W$  и интенсивности излучения  $I$  при  $t = 90$  нс (а), а также от времени опережения  $t$  между очищающим и формирующим плазму импульсами при  $W = 22$  Дж/см<sup>2</sup> (б); очистка XeCl-лазером, мишень из Ti.

венно меньше глубины прогрева кремниевой мишени излучением CO<sub>2</sub>-лазера (см. табл.1). Таким образом, в случае мишени из Ti быстрое восстановление примесного слоя на поверхности может быть связано с диффузией водорода и других примесей из глубины мишени.

Измерения, проведенные для мишени из Ti при минимальном опережении в 100 нс, показали, что при таком режиме очистки происходит существенное уменьшение тока ионов H, C и O, а также и некоторое уменьшение сигнала от ионов Ti. Отношение полного ионного тока с использованием очистки к соответствующему значению без очистки в зависимости от времени задержки между импульсами представлено на рис.6. По-видимому, уменьшение сигнала связано с поглощением фемтосекундного лазерного импульса в плазме низкой плотности, сформированной наносекундным лазерным импульсом. Следует отметить, что такой результат согласуется с проведенной выше оценкой температуры нагрева поверхностного слоя, показавшей возможность формирования плазмы в данном режиме облучения. Таким образом, в этом режиме взаимодействия оптимальная временная задержка между очищающим и формирующим плазму импульсами лежит в диапазоне 10–100 мкс.

Пороговое значение плотности энергии, необходимое для эффективного удаления примесных атомов с поверхности мишени составляет 1–3 Дж/см<sup>2</sup> (см. рис.5,а). При этом на поверхности мишени появлялись оплавленные области диаметром 200–250 мкм. Для разных атомов этот порог различен: значение плотности энергии, необходимое для удаления примесей, составляет для водорода  $W_H \sim 1$  Дж/см<sup>2</sup>, для углерода –  $W_C \sim 2$  Дж/см<sup>2</sup>

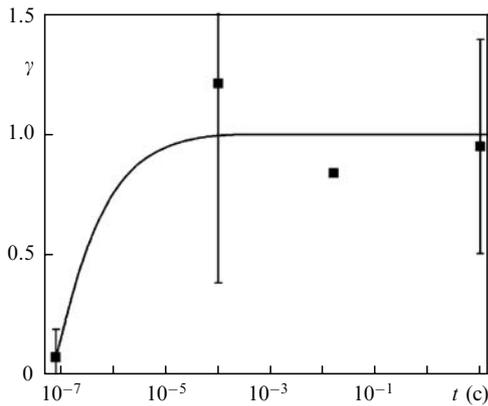


Рис.6. Зависимость отношения  $\gamma$  полного ионного тока с использованием очистки к соответствующему значению без очистки от времени задержки  $t$  между очищающим и формирующим плазму импульсами (очистка XeCl-лазером, плотность энергии  $W = 22$  Дж/см<sup>2</sup>, мишень из Ti).

и для кислорода –  $W_O \sim 3$  Дж/см<sup>2</sup> (см рис.5,а). Явление затрудненного удаления кислорода было отмечено и ранее в работах [14, 15] и может быть объяснено присутствием кислорода в виде химически устойчивого окисного слоя. Таким образом, оптимальная плотность энергии очищающего лазерного излучения лежит в диапазоне 3–10 Дж/см<sup>2</sup>.

Интересно отметить появление на спектре рис.2,б пика, временное положение которого соответствует частице с массой  $M = 96$  и зарядом 1, что может соответствовать «кластеру»  $Ti^{1+} - Ti^0$ . На рис.2,а этот пик находится на уровне шумов.

5. Таким образом, нами показано, что на ускорение ионов в плазме, которая формируется фемтосекундным лазерным импульсом интенсивностью  $2 \times 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup> на поверхности твердотельной мишени, находящейся в вакууме до  $10^{-5}$  Тор, существенное влияние оказывает наличие примесной пленки, содержащей атомы водорода, углерода и кислорода. Наибольшую среднюю энергию на единицу заряда (8.5 кэВ) получают в такой ситуации протоны, ускоряемые горячим электронным компонентом плазмы, в то время как ускорение ионов, составляющих вещество мишени (в нашем случае Si либо Ti) происходит за счет теплового электронного компонента с энергией на единицу заряда, не превышающей 1 кэВ. При использовании техники времяпролетных измерений для анализа энергетического спектра ионов, ускоренных в высокотемпературной приповерхностной плазме, в условиях среднего остаточного давления в вакуумной камере порядка  $10^{-5}$  Тор следует учитывать, что первый (быстрый) токовый импульс связан с эмиссией протонов с поверхности мишени.

Использование лазерного импульса наносекундной длительности с плотностью энергии менее 10 Дж/см<sup>2</sup>, имеющего регулируемое опережение от 100 мкс до 100 мс относительно фемтосекундного лазерного излучения, позволяет управлять количеством лазерно-индуцированных протонов высокой энергии и эффективно очищать поверхность мишени за счет удаления с нее молекул, содержащих водород, углерод и кислород. В отличие от непрерывного теплового нагрева поверхности лазерная импульсная очистка обеспечивает большие температуры

нагрева и может эффективно применяться для любых твердотельных мишеней.

Восстановление слоя молекул на поверхности мишени при давлении  $10^{-5}$  Тор происходит за счет адсорбции из остаточного газа на временах свыше 100 мс. Таким образом, для обеспечения взаимодействия фемтосекундного лазерного импульса с «чистой» поверхностью необходима синхронизация во времени наносекундного и фемтосекундного лазерного импульсов, причем время между импульсами не должно превышать 100 мс в режиме тепловой очистки и находиться в диапазоне 100 нс – 100 мкс в режиме плазменной очистки.

Частичное восстановление примесного слоя водорода и других атомов возможно также за счет диффузии атомов примеси из глубины мишени. Наиболее существенным этот эффект может оказаться при улучшении вакуума в камере взаимодействия до уровня в  $10^{-7} - 10^{-9}$  Тор. Диффузионный механизм восстановления примесного слоя может быть частично подавлен при использовании ИК излучения CO<sub>2</sub>-лазера.

Работа выполнена при поддержке грантами РФФИ № 02-02-16659 и МНТЦ № 2651р.

1. Волков Р.В., Гордиенко В.М., Лачко И.М. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **76**, 171 (2002).
2. Gordienko V.M., Lachko I.M., Mikheev P.M., et al. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **44**, 2555 (2002).
3. Hegelich M., Karsch S., Pretzler G., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 85002 (2002).
4. Badziak J., Woryna W., Parys P., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 215001 (2001).
5. Maksimchuk A., Gu S., Flippo K., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 4108 (2000).
6. Clark E.L., Krushelnik K., Zepf M., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 1654 (2000).
7. Gitomer S.J., Jones R.D., Begay F., et al. *Phys. Fluids*, **29**, 2679 (1986).
8. Zehner D.M., White C.W., Ownby G.W. *Appl. Phys. Lett.*, **36**, 56 (1980).
9. Meyerhofer D.D., Chen H., Delettrez J.A., et al. *Phys. Fluids B*, **5**, 2584 (1993).
10. Андреев А.А., Гамалий Е.Г., Новиков В.Н. и др. *ЖЭТФ*, **101**, 1808 (1992).
11. Волков Р.В., Голишников Д.М., Гордиенко В.М. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **72**, 577 (2000).
12. Ehler W., Begay F., Tan T.H., et al. *J. Phys. D*, **13**, L29 (1980).
13. Begay F., Forslund D.W. *Phys. Fluids*, **25**, 1675 (1982).
14. Tsu R., Lubben D., Bramblett T.R., et al. *J. Vacuum Sci. & Tech. A*, **9**, 223 (1991).
15. Watanabe J.K., Gibson U.J. *J. Vacuum Sci. & Tech. A*, **10**, 823 (1992).
16. Zheng Y.W., Luk'ynchuk B.S., Lu Y.F., et al. *J. Appl. Phys.*, **90**, 2135 (2001).
17. Lu Y.F., Zheng Y.W., Song W.D. *J. Appl. Phys.*, **87**, 1534 (2000).
18. Волков Р.В., Гордиенко В.М., Джиджоев М.С. и др. *Квантовая электроника*, **24**, 1114 (1997).
19. Волков Р.В., Гордиенко В.М., Михеев П.М. и др. *Квантовая электроника*, **30**, 896 (2000).
20. Волков Р.В., Гаврилов С.А., Голишников Д.М. и др. *Квантовая электроника*, **31**, 241 (2001).
21. Golishnikov D.M., Gordienko V.M., Savel'ev A.B., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4752**, 221 (2002).
22. Golishnikov D.M., Gordienko V.M., Mikheev P.M., et al. *Laser Phys.*, **11**, 1205 (2001).
23. Агеев В.П., Горбунов А.А., Данилов В.П. и др. *Квантовая электроника*, **10**, 2451 (1983).
24. Григорьев И.С., Мейлихов Е.З. (Ред.) *Физические величины. Справочник*. (М.: Энергоатомиздат, 1991, с. 378).