

Влияние импульсной лазерной очистки мишени на ионизацию и ускорение ионов в плазме, создаваемой фемтосекундным лазерным импульсом

Р.В.Волков, А.А.Воробьев, В.М.Гордиенко, М.С.Джиджоев,
И.М.Лачко, Б.В.Марьян, А.Б.Савельев, Д.С.Урюпина

Показано, что на характеристики ионного тока лазерной плазмы, формирующейся на поверхности твердотельной мишени под действием сверхинтенсивного фемтосекундного излучения, существенное влияние оказывает примесный слой, находящийся на поверхности этой мишени. Применение импульсной лазерной очистки приводит к появлению дополнительной высокоэнергетической компоненты в спектре ионов материала мишени. Показано, что, изменяя время опережения чистящего лазерного излучения, можно управлять такими параметрами ионного тока лазерной плазмы, как средний и максимальный заряды ионов, максимальная энергия ионов материала мишени и пр.

Ключевые слова: фемтосекундное лазерное излучение, ускорение ионов, горячая плазма, взаимодействие излучения с веществом.

1. Параметры ионного тока из плазмы, формируемой на поверхности твердотельной мишени под действием сверхинтенсивных фемтосекундных лазерных импульсов, в значительной степени определяются наличием слоя примесей на поверхности мишени [1–5]. Основу такого слоя, формирующегося даже в условиях высокого вакуума (10^{-4} – 10^{-5} Тор и лучше), составляют различные углеводородные соединения и пары воды, адсорбированные поверхностью, а также окислы основного материала мишени [4–6]. Присутствие углеводородных и оксидных примесей в первую очередь изменяет элементный состав плазмы. Так, методами масс-спектрометрической диагностики в ионном токе из лазерной плазмы были обнаружены протоны, а также ионы углерода и кислорода даже в том случае, когда основной материал мишени исходно не содержал соответствующие вещества (Н, С, О).

Наличие поверхностных примесей вызывает изменение не только элементного состава ионного тока из лазерной плазмы. Эксперименты по регистрации ионных токов свидетельствуют о том, что существенная часть поглощенной энергии светового импульса трансформируется в конечном итоге в кинетическую энергию легких примесных ионов, и в первую очередь – протонов [1–3]. При этом как энергия на единицу заряда, так и скорость, набираемая ионами основного материала мишени, обладающими обычно большим атомным весом, значительно уступают аналогичным параметрам легких примес-

ных ионов. Таким образом, передний фронт плазменного тока не содержит ионов основного материала мишени [4], в то время как для целого ряда прикладных задач существенным оказывается не только отсутствие в нем примесных ионов, но и эффективное ускорение ионов основного материала мишени.

Для удаления примесного слоя могут использоваться различные методики: термический нагрев поверхности [3, 7], импульсная лазерная очистка [4, 8] либо травление поверхности ионным пучком [6]. В работе [4] нами была разработана методика очистки поверхности мишени наносекундным лазерным импульсом с плотностью энергии 1–10 Дж/см², опережающим фемтосекундный лазерный импульс не более чем на 1 мс. В частности, такой подход обеспечивает испарение не только углеводородного и водяного слоев, но и слоя окислов. Регистрация ионных токов в упомянутой работе осуществлялась с использованием электростатического масс-спектрометра при фиксированной энергии ионов на единицу заряда либо по времяпролетной методике.

В настоящей работе проведено сравнительное исследование энергетических, массовых и зарядовых спектров ионов из плазмы, формируемой на чистой и на неочищенной поверхностях мишени кремния фемтосекундным лазерным импульсом с интенсивностью 2×10^{16} Вт/см². Для очищения поверхности использовалась развитая нами ранее методика импульсной лазерной очистки [4]. Изучено влияние задержки между чистящим и фемтосекундным лазерными импульсами на энергетические и зарядовые спектры ионов при ее изменении от десятков пикосекунд до одной секунды. Показано, что варьирование этого параметра позволяет управлять как эффективностью ускорения ионов кремния, так и кратностью ионизации ускоряемых ионов.

2. Схема экспериментальной установки представлена на рис.1. Излучение с р-поляризацией фемтосекундной лазерной системы 3 ($\lambda = 616$ нм, $E = 0.5$ мДж, $\tau = 200$ фс) [9] фокусировалось с помощью безаберрационного объектива на поверхность мишени под углом 45° в пятно с

Р.В.Волков, А.А.Воробьев, М.С.Джиджоев, Д.С.Урюпина. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы
В.М.Гордиенко, И.М.Лачко, А.Б.Савельев. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы;
e-mail: ab_savelev@phys.msu.ru
Б.В.Марьян. НИИ ядерной физики им. Д.В.Скобельцына МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы

Поступила в редакцию 11 апреля 2005 г., после доработки – 16 августа 2005 г.

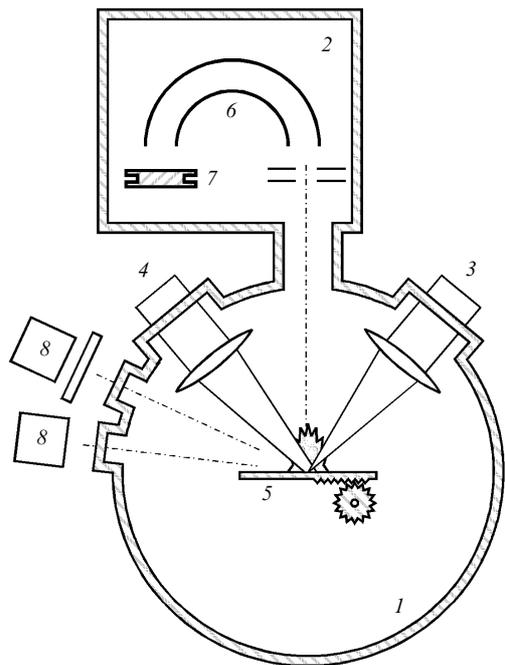


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

1 – вакуумная камера взаимодействия; 2 – вакуумная камера регистрации; 3 – излучение импульса, формирующего плазму; 4 – излучение импульса, очищающего поверхность; 5 – подвижная мишень (Si); 6 – электростатический масс-спектрометр; 7 – детектор ВЭУ-7; 8 – детекторы рентгеновского излучения.

размерами 3×4 мкм, что позволяло достичь интенсивности $I \sim 2 \times 10^{16}$ Вт/см². Мишень 5 находилась в вакуумной камере взаимодействия 1. Давление остаточного газа в камере поддерживалось на уровне 10^{-5} Тор.

При взаимодействии сверхинтенсивного фемтосекундного лазерного излучения с плотными мишенями существенную роль играет контраст излучения – отношение энергии (интенсивности) основного импульса к энергии (интенсивности) предимпульса. В нашей лазерной системе контраст определяется сигналом усиленной спонтанной люминесценции, а управление контрастом достигается за счет введения в усилительный тракт кюветы с насыщающимся поглотителем, расположенной между вторым и третьим каскадами усиления [9]. Оценка сверху энергии импульса спонтанной люминесценции E_{ASE} была получена при закрытом впрыске фемтосекундного лазерного импульса в усилительные каскады.

В отсутствие насыщающегося поглотителя (низкий контраст) $E_{ASE} \approx 50$ мкДж при энергии фемтосекундного импульса $E \sim 500$ мкДж, а при наличии насыщающегося поглотителя (высокий контраст) – 0.5 мкДж при $E \sim 300$ мкДж. Измерение показало, что при фокусировке по нормали к мишени фемтосекундное излучение фокусируется в пятно площадью $S = 9$ мкм², а излучение спонтанной люминесценции – в пятно площадью $S_{ASE} \approx 150 - 200$ мкм². Таким образом, «эффективная» плотность энергии излучения спонтанной люминесценции $W_{ASE} = E_{ASE}/S_{ASE}$ не превышает 0.3 Дж/см² при наличии насыщающегося поглотителя и составляет менее 30 Дж/см² в его отсутствие, а интенсивность спонтанной люминесценции $I_{ASE} = E_{ASE}/(t_{ASE}S_{ASE})$ ($t_{ASE} \sim 40$ пс – длительность импульса спонтанной люминесценции) достигает $\sim 10^{10}$ и 10^{12} Вт/см². Контраст по интенсивности $C_I = I/I_{ASE}$ составляет $\sim 10^6$ и 10^4 соответственно.

Из литературы известно [10], что порог абляции при облучении кристаллического кремния импульсом длительностью 100 фс составляет ~ 0.3 Дж/см², причем величина порога незначительно растет с увеличением длительности лазерного импульса от 100 фс до 10 пс [11]. Таким образом, в наших экспериментальных условиях в случае высокого контраста импульс спонтанной люминесценции не вызывает испарения поверхностного слоя. При низком контрасте этот импульс формирует на поверхности мишени плазменный слой, успевающий за время до прихода фемтосекундного импульса (~ 40 пс) расшириться в вакуум и создать градиент электронной плотности с характерным масштабом 0.5–1 мкм, т. е. примерно равным длине волны греющего излучения.

Регистрация ионных токов производилась по нормали к мишени при помощи электростатического масс-спектрометра 6, расположенного в камере регистрации 2 (рис. 1). Телесный угол регистрации составлял 8×10^{-4} ср. Более подробное описание принципа работы и характеристик масс-спектрометра приведено в работах [5, 12]. Вместе с ионным током плазмы в эксперименте измерялся выход рентгеновского излучения, для чего использовались двухканальный анализатор (на основе ФЭУ со сцинтиллятором из NaJ) и система спектральных фильтров 8 (Al, Be). Эта методика позволяет также оценивать среднюю энергию рентгеновского излучения в каждой экспериментальной реализации [12, 13].

Как отмечалось выше, ранее нами проводилось сравнение ионных токов из лазерной плазмы, формируемой на очищенной мишени и на мишени, не подвергавшейся лазерной очистке [4]. Ключевыми параметрами, обеспечивающими эффективную очистку поверхности, были плотность энергии чистящего импульса W и время опережения им фемтосекундного импульса Δt . Были определены условия для эффективной лазерной очистки мишени из титана. Так, плотность энергии W , достаточная для уменьшения массовой доли примесей на два порядка, составила ~ 0.3 Дж/см², а величина Δt оказалась ограниченной сверху значением 1 мс: за большие времена примесный слой успевает частично восстановиться вследствие адсорбции остаточного газа, содержащегося в вакуумной камере. С другой стороны, при существенном уменьшении времени задержки Δt до значений, меньших сотен наносекунд, наблюдалось уменьшение полного тока плазмы.

В наших экспериментах пучок излучения 4 эксимерного XeCl-лазера ($\lambda = 308$ нм, $E = 10$ мДж, $\tau = 30$ нс) заводился в камеру 1 через второе входное окно. Излучение фокусировалось при помощи линзы в пятно диаметром 500 мкм в ту же область мишени, что и излучение фемтосекундного лазера. В первой серии экспериментов нами было выбрано значение $\Delta t = 100$ мкс. В дальнейшем время задержки варьировалось как в сторону его увеличения (до нескольких секунд), так и в сторону его уменьшения (до 400 нс). После каждого импульса фемтосекундного лазера мишень сдвигалась на 100 мкм.

Воздействие на мишень фемтосекундного излучения с низким контрастом в наших экспериментальных условиях может также рассматриваться как формирование плазмы на поверхности мишени, подвергнутой импульсной лазерной очистке собственным предимпульсом. При этом время опережения $\Delta t = 40$ пс, а $W = 30$ Дж/см².

3. Согласно результатам рентгеновской диагностики плазмы, при формировании лазерной плазмы на неочи-

щенной поверхности мишени фемтосекундным излучением с высоким контрастом средняя энергия горячих электронов $E_e = 6.5 \pm 2.2$ кэВ; в случае предварительно очищенной мишени $E_e = 6.6 \pm 1.8$ кэВ ($\Delta t \sim 100$ мкс) и 6.0 ± 2.0 кэВ ($\Delta t \sim 400$ нс). Не было обнаружено существенных различий и в величинах абсолютного выхода жесткого рентгеновского излучения из плазмы. Таким образом, импульсная лазерная очистка не влияла на режим формирования горячих электронов на границе раздела плазма – вакуум. При ухудшении контраста средняя энергия горячих электронов немного возросла и составила 7.5 ± 2.5 кэВ (мишень без очистки), что указывает на повышение роли резонансного поглощения лазерной энергии в этом случае за счет большего пространственного масштаба градиента электронной плотности плазмы [14].

Типичные формы времяпролетных сигналов, регистрируемых при помощи электростатического масс-спектрометра, представлены на рис.2. Анализирующее напряжение на спектрометре было установлено равным ~ 1.3 кВ, что обеспечивало регистрацию ионов с одной и той же энергией на единицу заряда иона ~ 5 кэВ. На рис.2,а, соответствующем сигналу ионов плазмы, формируемой на неочищенной поверхности мишени фемтосекундным излучением с высоким контрастом, первый и наиболее интенсивный максимум связан с регистрацией ионов водорода (протонов) из плазмы. Остальные максимумы сформированы ионами кислорода, углерода и кремния

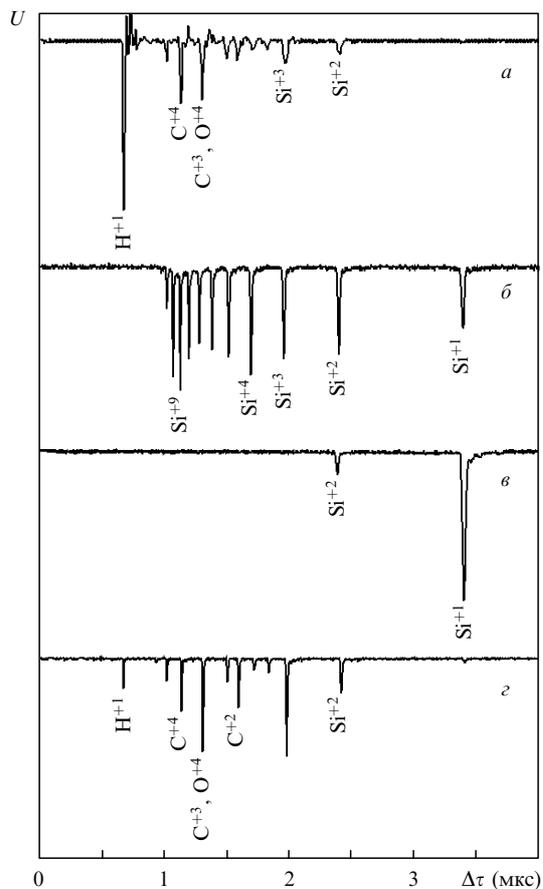


Рис.2. Времяпролетный сигнал ионов плазмы, регистрируемый при помощи масс-спектрометра для случаев, когда плазма формируется на неочищенной мишени импульсом с высоким энергетическим контрастом (а), на очищенной мишени при $\Delta t = 100$ мкс (б) и 400 нс (в) и лазерным импульсом с низким энергетическим контрастом (г) (энергия всех приведенных ионов на единицу заряда составляет ~ 5 кэВ).

(основной материал мишени) с различными кратностями ионизации. В случае предварительной очистки мишени наносекундным лазерным импульсом (рис.2,б, в) максимумы, соответствующие регистрации примесных ионов, исчезают. Из сравнения рис.2,б и в следует, что величина временной задержки Δt существенным образом влияет на зарядовый состав ионов основного материала мишени. На рис.2,г, соответствующем случаю формирования лазерной плазмы фемтосекундным излучением с низким контрастом, также заметно некоторое уменьшение протонного максимума, что связано с удалением части углеводородов предимпульсом.

Для получения массовых, зарядовых и энергетических спектров ионного тока плазмы нами были измерены времяпролетные масс-спектрометрические сигналы, аналогичные представленным на рис.2, в диапазоне энергий ионов на единицу заряда от 400 эВ до 35 кэВ (подробнее см. [4, 5]). Анализ массовых спектров (рис.3) показывает, что импульсная лазерная очистка мишени приводит к существенному подавлению тока всех примесных ионов. Так, общая доля ионов водорода, углерода и кислорода в ионном токе уменьшается более чем на порядок при Δt как 100 мкс, так и 400 нс (см. рис.3). Увеличение времени Δt относительно «оптимального» значения (100 мкс) приводит к снижению эффективности лазерной очистки мишени вследствие частичного восстановления примесного слоя (см. также [4]).

При воздействии на мишень фемтосекундного лазерного излучения с низким контрастом наблюдается уменьшение процентного содержания ионов водорода и углерода и рост содержания ионов кислорода и кремния. Это указывает на частичную очистку поверхности мишени от углеводородов предимпульсом, в то время как кислород, содержащийся, в основном, в виде оксида кремния, не удаляется.

Существенные изменения происходят также в зарядовом спектре ионов кремния (рис.4). Удаление примесного

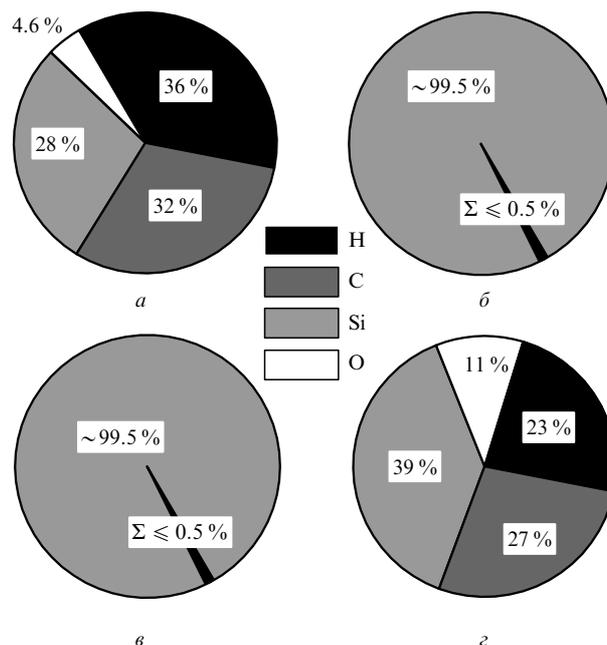


Рис.3. Массовые спектры ионного тока плазмы без применения лазерной очистки (а), с использованием лазерной очистки при задержке $\Delta t = 100$ мкс (б) и 400 нс (в), а также при низком энергетическом контрасте излучения (г).

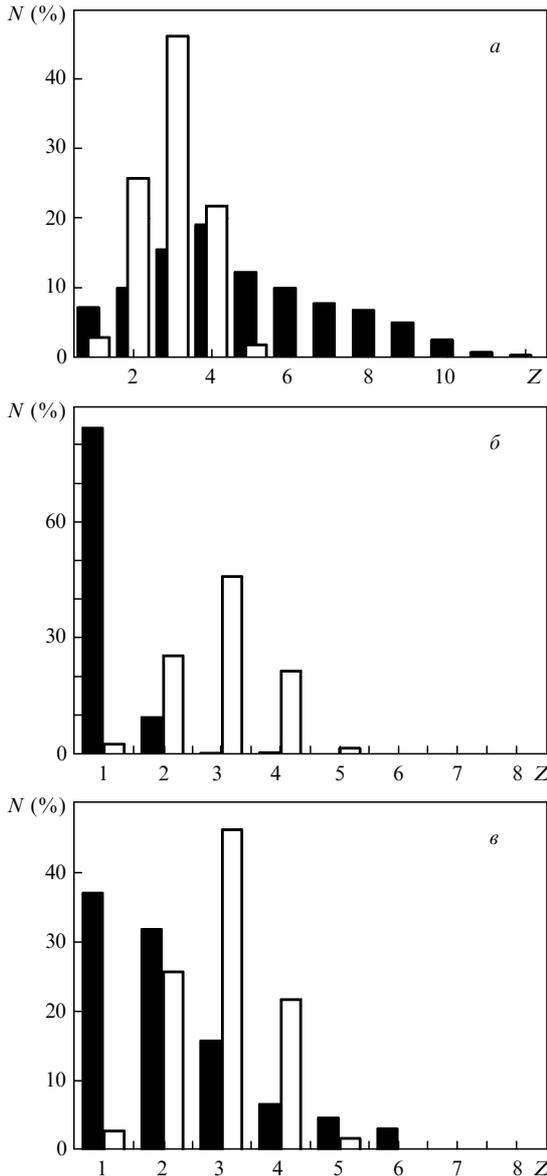


Рис.4. Зарядовые спектры ионов кремния. Белые столбцы на всех диаграммах соответствуют зарядовому распределению ионов Si в плазме, формируемой на неочищенной мишени импульсом с высоким энергетическим контрастом. Столбцы черного цвета отражают зарядовое распределение ионов кремния при лазерной очистке с $\Delta\tau = 100$ мкс (а), 400 нс (б) и в случае плазмы, формируемой излучением с низким энергетическим контрастом (в).

слоя с поверхности мишени при лазерной очистке с временем опережения $\Delta\tau = 100$ мкс приводит к появлению быстрых ионов кремния с зарядом до 12^+ (рис.4,а). Этот эффект связан с тем, что на очищенной поверхности фронт плазмы формируется атомами кремния, которые ионизируются тепловыми электронами, ускоряются за счет горячих электронов и не испытывают рекомбинации при пролете до детектора. Атомы кремния, находящиеся в глубине мишени, не могут быть ускорены горячими электронами и испытывают существенную рекомбинацию. Подробный анализ данного эффекта проведен нами в работе [15].

При увеличении времени опережения $\Delta\tau$ средний заряд ионов кремния уменьшается от 4^+ до 3^+ . Вместе с тем максимальный заряд регистрируемых ионов кремния уменьшается от 12^+ до 5^+ – величины, характерной для ис-

ходной неочищенной мишени. Уменьшение времени опережения $\Delta\tau$ до ~ 400 нс (рис.4,б) приводит к падению среднего заряда ионов кремния до 1^+ при максимальном наблюдаемом заряде ионов 4^+ .

Этот эффект связан, по-видимому, с динамикой остывания поверхности мишени после ее импульсного нагрева. Оценки с использованием одномерного уравнения теплопроводности показывают, что за время действия чистящего лазерного импульса длительностью τ с плотностью поглощенной энергии 3 Дж/см² происходит нагрев слоя толщиной ~ 1 мкм до температуры $T_1 > 12000$ °С. В пренебрежении потерями энергии на испарение и расширение время остывания поверхности до температуры $T_2 \sim 1400$ °С (температура плавления кремния) $t_{cool} \approx \tau T_2^2 / T_1^2 \approx 2$ мкс. Таким образом, при $\Delta\tau \sim 100$ мкс поверхность успевает полностью остыть, а испаренное вещество – улететь от нее на значительное расстояние; при $\Delta\tau \sim 400$ нс поверхность продолжает испаряться в момент воздействия фемтосекундного излучения. Следовательно, в последнем случае фемтосекундное излучение взаимодействует не с резкой, а с сильно размытой границей плазма – вакуум, и поглощение энергии этого излучения происходит в плазме с плотностью, близкой к критической (для $\lambda = 616$ нм $n_c \sim 3 \times 10^{21}$ см⁻³).

Существенное уменьшение среднего заряда происходит и при использовании фемтосекундного лазерного излучения с низким контрастом (рис.4,в), что также можно объяснить наличием протяженного градиента электронной плотности. Различия в спектрах на рис.4,б и в могут быть связаны с различными пространственными масштабами этого градиента: около 300 мкм в случае рис.4,б и менее 1 мкм в случае рис.4,в.

Наиболее ярко изменения в энергетических спектрах ионов кремния иллюстрируются на рис.5 на примере иона кремния с зарядом 2^+ . На рисунке представлены спектры, полученные при использовании очищенной мишени ($\Delta\tau = 100$ мкс и 400 нс), неочищенной мишени, а также энергетический спектр ионов плазмы, формируемой излучением с низким энергетическим контрастом. В области энергий ионов $E_i < 20$ кэВ наблюдается совпадение энергетических спектров для неочищенной мишени

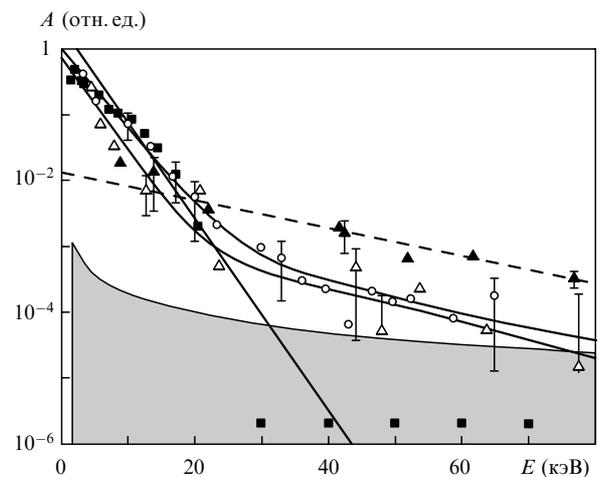


Рис.5. Энергетические спектры A ионов кремния с зарядом 2^+ ; ■ – неочищенная мишень, ○ – режим очистки с задержкой $\Delta\tau = 100$ мкс, ▲ – режим очистки с задержкой $\Delta\tau = 400$ нс, △ – фемтосекундное лазерное излучение с низким энергетическим контрастом. Штриховая кривая представляет собою экспоненциальную функцию с показателем 22 кэВ, серая область соответствует уровню шумов.

и мишени, очищенной при $\Delta\tau = 100$ мкс. Это свидетельствует о том, что для ионов кремния, находящихся в глубине плазмы, процессы ионизации и ускорения, происходящие за счет тепловых электронов, не претерпевают заметных изменений. Следует отметить, что увеличение времени опережения до 1 с приводит, как и следовало ожидать, к исчезновению высокоэнергетической компоненты ионов основного материала мишени вследствие восстановления примесного слоя.

При малом времени опережения ($\Delta\tau = 400$ нс) наблюдается существенное уменьшение доли медленных ионов кремния (см. рис.5). Такое поведение может быть связано как с общим падением ионного тока из плазмы в этом режиме [4], так и с быстрой рекомбинацией ионов кремния в протяженной плазме низкой плотности.

В области энергий ионов свыше 20 кэВ для неочищенной мишени сигнал становится ниже уровня шумов, что условно показано на рис.5. Очистка мишени приводит к появлению быстрых ионов с энергиями вплоть до 70 кэВ (максимальная энергия, которую может зарегистрировать используемый спектрометр для ионов с зарядом 2^+). Их количество при $\Delta\tau = 400$ нс несколько больше, чем при $\Delta\tau = 100$ мкс. Вместе с тем аппроксимация энергетического спектра иона кремния 2^+ в области энергий ионов 20–70 кэВ экспоненциально спадающей функцией вида $\exp(-E_i/\langle E_i \rangle)$ (здесь $\langle E_i \rangle$ – средняя энергия ионов) дает одно и то же значение $\langle E_i \rangle = 22 \pm 6$ кэВ вне зависимости от $\Delta\tau$. Этот результат коррелирует также с результатами рентгеновской диагностики, согласно которым средняя энергия горячих электронов, определяющих ускорение быстрых ионов, остается постоянной (см. выше). Спектр ионов плазмы, сформированной излучением с низким энергетическим контрастом, также содержит высокоэнергетическую компоненту.

Нами был проведен сравнительный анализ энергетических спектров всех типов наблюдаемых ионов, в том числе на неочищенной поверхности кремния. Спектры каждого иона также аппроксимировались экспоненциально спадающей зависимостью. Для части спектров ионов углерода ($3^+ - 6^+$) и кремния на очищенной поверхности (3^+ и выше) удовлетворительный результат был достигнут только при аппроксимации суммой двух экспоненциальных функций. Результаты, приведенные на рис.6, указывают на наличие двух групп ионов: ионы первой группы находятся области прямой $\langle E_i \rangle = 2Z$ кэВ, второй – в области прямой $\langle E_i \rangle = 12Z$ кэВ. Первая группа соответствует медленным ионам, вторая – быстрым. Следует подчеркнуть, что для медленных ионов важную роль играют процессы рекомбинации. Поэтому заряд иона, регистрируемый спектрометром, существенно отличается от заряда в момент ускорения этого иона в плазме. Более того, скорость рекомбинации также сильно зависит от заряда иона. В первую очередь это означает, что наклон полученной из рис.6 прямой (2 кэВ) не может быть сопоставлен с энергией тепловых электронов плазмы. В случае быстрых ионов рекомбинацией можно пренебречь, и наклон прямой ($\alpha = 12$ кэВ) может быть соотнесен со средней энергией горячих электронов как $\alpha = 2E$ [15].

На рис.6 наиболее наглядно продемонстрировано наличие двух ионных компонентов в случае как очищенной, так и исходной мишени; при этом ускорение быстрых ионов связано с горячими электронами, а ускорение медленных – с тепловыми. Разделение ионов на два компо-

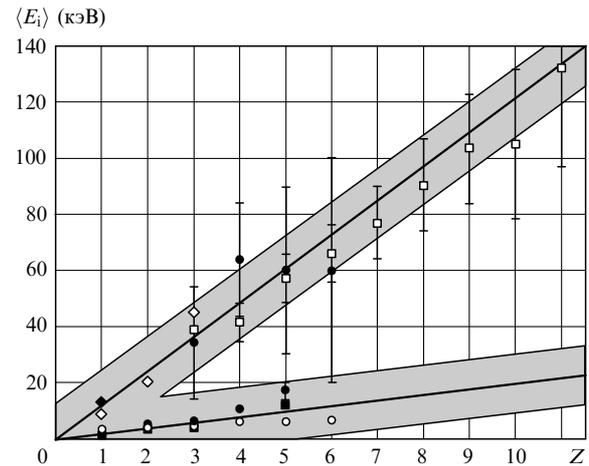


Рис.6. Зависимости средней энергии ионов $\langle E_i \rangle$ от Z в случае неочищенной мишени (\blacklozenge – протоны, \bullet – C, \blacktriangle – O, \blacksquare – Si) и при очистке с задержкой $\Delta\tau = 100$ мкс (\square – высокоэнергетическая компонента Si, \circ – низкоэнергетическая компонента Si) и $\Delta\tau = 400$ нс (\diamond – Si).

нента определяется, в первую очередь, их начальным положением относительно поверхности мишени. Атомы, расположенные на поверхности мишени, формируют преимущественно быстрый ионный компонент, в то время как медленный ионный компонент формируется атомами, расположенными глубже. Так, в случае формирования плазмы на неочищенной поверхности ускорение за счет горячих электронов испытывают преимущественно протоны и частично – ионы углерода. Интересно отметить, что быстрый ионный компонент не содержит даже ионов кислорода, содержащихся в окисном слое на поверхности мишени. Это указывает на исключительно малую толщину слоя ионов, ускоряемых горячими электронами. Очистка поверхности мишени приводит к появлению быстрых ионов кремния. В случае высокого контраста фемтосекундного излучения ионы быстрого компонента, двигающиеся до детектора в вакууме, не подвержены рекомбинации. При низком контрасте даже для этой группы ионов происходит существенная рекомбинация, связанная с наличием на пути распространения ионного пучка холодного плазменного облака, поднятого с поверхности чистящим лазерным импульсом.

4. Таким образом, на формирование энергетического, элементного и зарядового спектров ионного тока плазмы из твердотельной мишени, облучаемой сверхинтенсивным фемтосекундным лазерным излучением, существенное влияние оказывает примесный слой. Основное влияние примесного слоя сводится к эффекту электрической экранировки ионов основного материала мишени от ускоряющего поля горячих электронов плазмы. В результате наибольшую энергию на единицу заряда получают примесные ионы, в то время как ионы основного материала мишени набирают существенно меньшие скорости. Преимущественное ускорение протонов по сравнению с ионами углерода связано, очевидно, с меньшим отношением Z/M (M – масса иона) у последнего: для водорода $Z/M = 1$, а для углерода – не более 0.5.

Импульсная лазерная очистка поверхности не только обеспечивает формирование ионного пучка, состоящего преимущественно из ионов основного материала мишени, но и позволяет управлять параметрами этого ионного пучка – его энергетическим и зарядовым спектром. Так, при опережении чистящего импульса относительно

фемтосекундного в 100 мкс наблюдается значительное число быстрых ионов кремния с энергией на единицу заряда около 12 кэВ и кратностью ионизации до 12^+ . Уменьшение времени опережения до 400 нс снижает заряд ионов кремния до $1^+ - 2^+$ при той же энергии на единицу заряда.

Существенное влияние на заряд и энергию ускоряемых ионов оказывает также контраст фемтосекундного лазерного излучения. Для получения ионов с высокой кратностью ионизации необходимо использовать фемтосекундное излучение с высоким контрастом, обеспечивающим ионизацию и ускорение ионов на резкой границе плазма – вакуум. В частности, наличие предимпульса с длительностью 40 пс и плотностью энергии около 30 Дж/см² приводит к уменьшению среднего заряда регистрируемых ионов.

Для получения пучков многозарядных тяжелых ионов при облучении поверхности мишени фемтосекундным лазерным излучением необходима очистка поверхности как от адсорбированного, так и от окисного слоя. Представляется, что полученные нами результаты могут быть распространены и на случай релятивистских интенсивностей лазерного излучения. Получаемые в различных режимах облучения ионные пучки могут быть эффективно использованы для целого ряда приложений, в том числе для ионной имплантации, напыления пленок, создания затравочных пучков для ионных ускорителей и ряда других.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 04-02-16341) и МНТЦ (грант № 2651р). И.М.Лачко поддержан ИНТАС (грант № 03-55-1982).

1. Clark E.L., Krushelnik K., Zepf M., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 1654 (2000).
2. Badziak J., Woryna W., Parys P., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 215001 (2001).
3. Hegelich M., Karsch S., Pretzler G., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 85002 (2002).
4. Волков Р.В., Голишников Д.М., Гордиенко В.М. и др. *Квантовая электроника*, **33** (11), 981 (2003).
5. Chutko O.V., Gordienko V.M., Lachko I.M., et al. *Appl. Phys. B*, **77**, 831 (2003).
6. Allen M., Patel P.K., Mackinnon A., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 265004 (2004).
7. Begay F., Forslund D.W. *Phys. Fluids*, **25**, 1675 (1982).
8. Dinger R., Rohr K., Weber H. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **17**, 1707 (1984).
9. Волков Р.В., Гордиенко В.М., Джиджоев М.С. и др. *Квантовая электроника*, **24**, 1114 (1997).
10. Von der Linde D., Sokolowski-Tinten K., Bialkowski J. *Appl. Surf. Science*, **109/110**, 1 (1997).
11. Stuart B.C., Feit M.D., Herman S. *Phys. Rev. B*, **53**, 1749 (1996).
12. Gordienko V.M., Lachko I.M., Mikheev P.M., et al. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **44**, 2555 (2002).
13. Волков Р.В., Гордиенко В.М., Михеев П.М. и др. *Квантовая электроника*, **30**, 896 (2000).
14. Gibbon P., Forster R. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **38**, 769 (1996).
15. Gordienko V.M., Lachko I.M., Savel'ev A.B., et al. *Appl. Phys. B*, **80**, 733 (2005).