

Генерация горячих частиц в фемтосекундной лазерной плазме с использованием твердотельных модифицированных мишеней

Р.В.Волков*, С.А.Гаврилов**, Д.М.Голишников***, В.М.Гордиенко***,
П.М.Михеев***, А.Б.Савельев***, А.А.Серов****

Рассмотрены особенности взаимодействия сверхкоротких лазерных импульсов с твердотельными модифицированными мишенями. Экспериментально показано, что применение таких мишеней увеличивает «температуру» горячих электронов плазмы. Исследована пространственно-временная структура ионного тока плазмы.

Ключевые слова: фемтосекундная лазерная плазма, модифицированные мишени, горячие электроны, рентгеновское излучение, быстрые ионы.

1. Введение

Проведенные к настоящему времени исследования показывают, что плазма, формируемая при воздействии фемтосекундного лазерного импульса интенсивностью свыше 1 ПВт/см² на модифицированную поверхность, по целому ряду параметров существенно отличается от плазмы, образующейся при облучении гладкой поверхности [1–7]. Так, при той же интенсивности увеличивается выход мягкого и жесткого рентгеновского излучения [1–4], «температура» горячих электронов [4], эффективность ГВГ основного излучения [5] и др. Структурированность поверхности мишени достигалась различными способами: от использования дифракционных решеток (в том числе индуцируемых двумя фемтосекундными лазерными импульсами, интерферирующими на поверхности мишени [5]) до формирования на поверхности образца толстого пористого слоя (напыление «черного» золота [1,2], а также электрохимическое травление с образованием высокопористого кремния [3, 4, 6–8]).

Настоящая работа является развитием наших работ [3–5, 7, 8]. В ней рассматриваются особенности взаимодействия сверхкоротких лазерных импульсов с твердотельными модифицированными мишенями и экспериментально исследуется генерация горячих электронов, быстрых ионов и жесткого рентгеновского излучения в таких мишенях.

2. Особенности взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с наноструктурированными мишенями

Нагрев электронов при взаимодействии сверхкоротких лазерных импульсов с модифицированными мишенями отличается по целому ряду аспектов от нагрева при

взаимодействию излучения с плоскими твердотельными мишенями. Начальная длина поглощения лазерного излучения может быть оценена как [9]

$$l_0 \approx PV/S, \quad (1)$$

где $P = \rho_s/\rho_m$ – отношение плотности частиц к средней плотности модифицированного слоя (пористость); V , S – объем и сечение частиц. Для сферических частиц с диаметром 5 нм и пористостью слоя $P \sim 3 - 5$ толщина l_0 оказывается порядка 15 нм. Быстрый нагрев частиц приводит к формированию плазмы с плазменной частотой $\omega_p = [4\pi e^2 n_e / (m_e P)]^{1/2}$ (где m_e , n_e – масса и плотность электронов). При этом поглощение лазерного излучения происходит в скин-слое толщиной (в нанометрах) [10]

$$l_s \approx \frac{c}{\omega_p} \left(\frac{\nu_{ei}}{\omega_0} \right)^{0.5} \approx 400 \frac{Z^{1/2} \lambda^{1/2}}{T_e^{3/4}}, \quad (2)$$

где ν_{ei} – частота электрон-ионных столкновений; ω_0 – частота лазерного излучения; Z – кратность ионизации плазмы; λ – длина волны лазерного излучения в микрометрах; T_e – температура тепловых электронов плазмы в электронвольтах. Для типичных значений параметров ($Z \sim 10$, $T_e \sim 500$ эВ) толщина скин-слоя $l_s \sim 12$ нм, что совпадает с исходной длиной l_0 .

В то же время амплитуда осцилляций свободного электрона (в нанометрах) [10]

$$L_e \approx 3I_{15}^{1/2} \lambda^2 \quad (3)$$

(I_{15} – интенсивность лазерного излучения в ПВт/см²; λ – длина волны в мкм) при интенсивности лазерного излучения $I > 10$ ПВт/см² имеет порядок характерного размера структурного элемента поверхностного слоя мишени или превышает его (2–10 нм в сильнопористом кремнии, 100 нм в лазерно-модифицированных образцах). Это означает, что роль бесстолкновительного поглощения растет даже при умеренных интенсивностях.

Для структурированных мишеней характерно также увеличение площади поверхности, взаимодействующей с плазмой, и, следовательно, полного числа горячих электронов в плазме. Энергия горячих электронов оказывается порядка осцилляторной энергии электрона (в электронвольтах) во внешнем электромагнитном поле

* Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В. Ломоносова, Россия, 119899 Москва, Воробьевы горы

** Московский институт электронной техники, Россия, 103498 Москва, Зеленоград

*** Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Россия, 119899 Москва, Воробьевы горы

**** ВНИИ автоматики, Россия, 101000 Москва, Моспочтамт, а/я 918

$$\varepsilon_{\text{osc}} \approx 90I_{15}\lambda^2 \quad (4)$$

и составляет 1 кэВ при интенсивности 10 ПВт/см². Именно эти электроны играют определяющую роль при генерации жесткого рентгеновского излучения плазмы. Кроме того, вследствие эффективного резонансного поглощения, генерации плазменных волн и развития плазменных неустойчивостей становится возможным дальнейшее ускорение электронов до еще больших энергий [10].

Существенное влияние на характер взаимодействия лазерного излучения с модифицированным приповерхностным слоем и характеристики формирующейся плазмы оказывает тот факт, что разлет отдельных элементов структуры и замывание пор происходят за время, сравнимое с длительностью типичного лазерного импульса (~100 фс). Характерное время замывания структуры (в фемтосекундах) можно оценить из закона сохранения энергии:

$$t \approx \frac{L}{u} = 15L \left(\frac{n_i d}{2KI_{15}\tau PA} \right)^{1/2}, \quad (5)$$

где L – расстояние между элементами структуры в нанометрах; u – средняя скорость абляции вещества мишени; d – толщина плазменного слоя в микрометрах; n_i – концентрация ионов в 10²² см⁻³; A – атомный номер вещества мишени; τ – длительность лазерного импульса в сотнях фемтосекунд; $K \sim 0.1 - 0.3$ – коэффициент преобразования энергии лазерного излучения в разлетную энергию ионов. При $L \sim 5 - 50$ нм, $P \sim 5$, $d \sim 0.1$ мкм, $n_i \sim 5$, $A \sim 30$, $\tau \sim 2$, $I_{15} \sim 10$ получаем $t \sim 25 - 250$ фс.

В процессе формирования однородной плазмы с пониженной плотностью кинетическая энергия ионов преобразуется в их тепловую энергию в результате ион-ионных столкновений. При этом температура ионов T_i становится порядка их кинетической энергии $E_a \approx m_i u^2/2$ (где m_i – масса иона) и может достигать десятков килоэлектронвольт. Для эффективного протекания этого процесса необходимо выполнение двух условий: длина свободного пробега иона L_i должна быть много меньше размера плазмы и обратная частота ион-ионных столкновений $\nu_{ii}^{-1} = \tau_{ii}$ должна быть меньше времени электрон-ионной релаксации τ_r и характерного времени остывания плазмы τ_a . Величина τ_{ii} (в фемтосекундах) может быть оценена по формуле

$$\tau_{ii} \approx 0.4 \frac{A^{1/2} E_a^{3/2} P}{Z^4 n_i}. \quad (6)$$

Для τ_r (в пикосекундах) легко получить выражение

$$\tau_r = \nu_{ei}^{-1} \frac{m_i}{2m_e} \approx 6 \cdot 10^{-3} \frac{T_e^{3/2} AP}{Z^2 n_i}. \quad (7)$$

При выбранных параметрах плазмы $\tau_{ii} \sim 1$ пс, $\tau_r \sim 10$ пс; время остывания плазмы τ_a заведомо превышает 10 пс [10].

Для длины L_i можно использовать простое соотношение $L_i = u\tau_{ii}$. Оценки показывают, что длина свободного пробега ионов $L_i \approx 10 - 50$ нм существенно меньше толщины плазмы d . Следует отметить, что полная гомогенизация плазмы происходит не мгновенно и, по-видимому, сопровождается осцилляциями плотности с частотой, обратной времени замывания пор t , и временем затухания [11]

$$t_d \approx \frac{3L^2}{uL_i}, \quad (8)$$

изменяющимся от ~25 фс до ~2.5 пс ($t_d \gg t$) при изменении L от 5 до 50 нм. Такие осцилляции плотности ионов могут вызвать модуляцию плотности электронов, что, в свою очередь, может привести к генерации плазменных волн и ускорению электронов.

Таким образом, ионный компонент плазмы в структурированных мишенях с твердотельной плотностью за время, сравнимое с длительностью лазерного импульса, нагревается до температуры в десятки килоэлектронвольт, тогда как в «обычной» плазме ионная температура на временах менее 1 пс не превышает 50 эВ.

Следует отметить, что приведенные рассуждения отчасти могут быть использованы для коллоидных металлических мишеней [1, 2] и кластерных мишеней [12]. Однако в этом случае плотность ионов n_i мала ($n_i \approx 10^{19} - 10^{20}$ см⁻³). Следовательно, как длина свободного пробега, так и обратная частота ион-ионных столкновений становятся большими: для параметров эксперимента [1, 2] $d < L_i \sim 1$ мкм, $t \sim \tau_{ii} \sim 3$ пс, а для кластерной мишени [12] $d \sim L_i \sim 100$ мкм, $t \sim \tau_{ii} \sim 300$ пс. Это означает, что условия для формирования плазмы с аномально высокой температурой ионов в этих случаях выполняются лишь отчасти.

3. Схема эксперимента и методы исследования

Нами использовалось излучение фемтосекундной лазерной системы [3], генерирующей импульсы с длиной волны 610 нм, длительностью 200 фс, энергией до 1 мДж и частотой следования 1 Гц. При фокусировке специальным безаберрационным объективом в пятно диаметром 3 мкм интенсивность на мишени достигала 50 ПВт/см². При этом контраст излучения по интенсивности был не хуже 10⁵. В большинстве экспериментов использовалась р-поляризованное излучение (если не оговорено в тексте). Мишень помещалась в вакуумную камеру с остаточным давлением до 10⁻⁵ Тор (см. рис.1). Угол падения излучения на мишень составлял 45°.

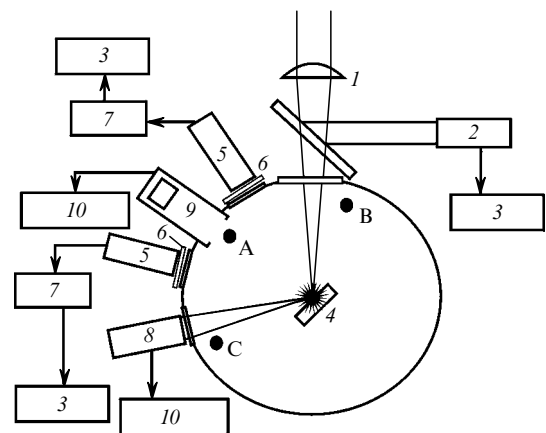


Рис.1. Схема эксперимента:

1 – фокусирующий объектив; 2 – пирозлектрический детектор энергии лазерного излучения; 3 – многоканальный АЦП; 4 – мишень; 5 – рентгеновские детекторы; 6 – рентгеновские фильтры; 7 – зарядочувствительные усилители; 8 – ФЭУ; 9 – времяпролетный ионный детектор; 10 – многоканальный быстрый АЦП; А, В, С – три возможных положения детектора 9.

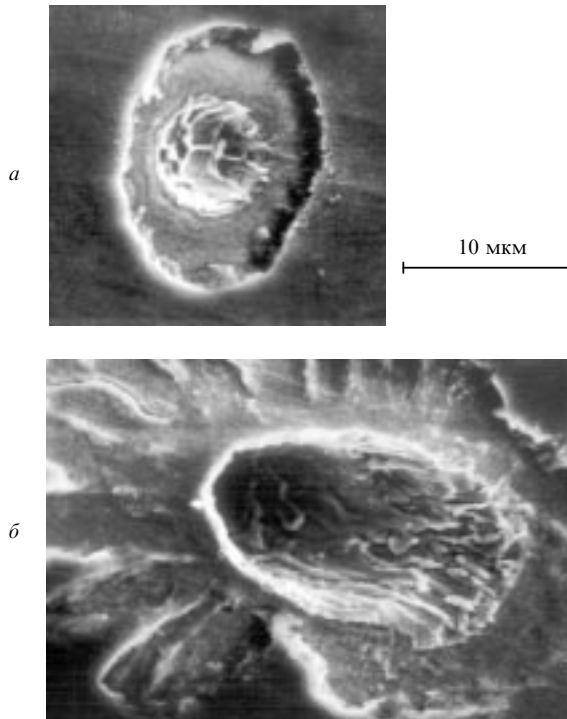


Рис.2. Электронограммы кратеров на поверхности титановой мишени при однократном (а) и многократном (б) облучении для угла падения электронного пучка 30° .

В качестве исходной мишени использовались плоские полированные пластины монокристаллического либо высокопористого кремния с пористостью $P = 5 - 6$ и титановая пленка с поверхностной плотностью 2.5 мг/см^2 на подложке молибдена толщиной 300 мкм . Поверхность образцов подвергалась лазерной модификации излучением той же лазерной системы непосредственно в процессе эксперимента по исследованию свойств плазмы. При этом первый лазерный импульс формировал кратер, служивший мишенью при воздействии следующего импульса.

На рис.2,а представлено изображение кратера на поверхности титановой мишени, полученное с помощью растрового электронного микроскопа. Угол между нормалью к плоскости мишени и электронным пучком был равен 30° . Диаметр кратера составляет $\sim 10 \text{ мкм}$, а глубина кратера оценивается как $1 - 2 \text{ мкм}$. На полученном изображении хорошо видна субмикронная структура, формирующаяся внутри кратера. Следует отметить, что похожее изображение было получено в работе [13] при облучении железной мишени фемтосекундным импульсом с низким контрастом, однако кратер в этом случае не образовывался, а субмикронные структуры формировались на поверхности мишени. Повторное облучение кратера приводит к увеличению его глубины с постепенным формированием отверстия, уходящего в глубь мишени под углом, соответствующим углу падения лазерного излучения на мишень (см. рис.2,б). Дальнейшие измерения показали, что выход жесткого рентгеновского излучения из мишени начинает уменьшаться после 4–5 вспышек в одну точку на поверхности и полностью исчезает после 6–7 вспышек.

Для диагностики плазмы в эксперименте (см. рис.1) использовались двухканальный регистратор выхода жесткого рентгеновского излучения из плазмы (для оценки

«температуры» горячих электронов плазмы в каждом лазерном импульсе [14]) и времяпролетный ионный спектрометр.

Для исследования пространственного распределения ионного тока были использованы три различные геометрии эксперимента: спектрометр располагался по нормали к поверхности мишени (позиция А) или под углом около 70° к нормали со стороны падающего (позиция В) либо отраженного лазерного пучка (позиция С). Детектором и усилителем ионного тока служил ВЭУ-9 с шевронной микроканальной пластиной, расположенной на расстоянии 22 см от мишени. Для определения нуля отсчета временной шкалы световой сигнал, отраженный от плазмы, регистрировался ФЭК и поступал на вход АЦП, что обеспечивало привязку к моменту поджига плазмы с погрешностью лучше 10 нс .

4. Экспериментальные результаты

Зависимость выхода жесткого рентгеновского излучения X из различных мишеней от интенсивности лазерного излучения I исследовалась в спектральных интервалах с нижней границей от 5 до 100 кэВ с помощью набора фольг бериллия, алюминия и тантала разной толщины [14]. Для всех спектральных интервалов было получено, что с ростом I выход X нарастает для высокопористых (ВП) и лазерно-модифицированных (ЛМ) мишеней быстрее, чем для сплошной плоской мишени. При аппроксимации выхода X степенной зависимостью вида CI^α смещение полосы пропускания фильтров в область больших энергий рентгеновских квантов E приводит к постепенному увеличению показателя степени α от ~ 2 ($E > 4 \text{ кэВ}$) до ~ 4 ($E > 15 \text{ кэВ}$, подробнее см. в [8]). Наиболее ярко возрастание «температуры» горячих электронов в модифицированных мишенях проявляется в области энергий квантов $E > 35 \text{ кэВ}$ (см. рис.3). Для стандартной плоской кремниевой мишени сигнал отсутствует, а в случае ВП и ЛМ мишеней наблюдается устойчивый сигнал, соответствующий регистрации рентгеновских квантов с энергией $35 - 100 \text{ кэВ}$.

На рис.4 представлена гистограмма распределения «температуры» горячего электронного компонента для сплошного и ЛМ кремния, полученная при интенсивности лазерного излучения $20 \pm 10 \text{ ПВт/см}^2$. Ширина распределения отражает флуктуации длительности и энергии лазерного излучения. Существенно большие их флуктуации для ЛМ кремния связаны, по-видимому, с неста-

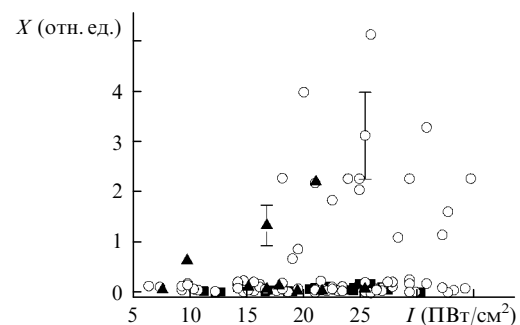


Рис.3. Зависимости выхода X жесткого рентгеновского излучения с энергией квантов больше 35 кэВ от интенсивности I лазерного излучения для сплошного кремния при однократном (■) и многократном (○) облучении, а также для пористого кремния при однократном облучении (▲).

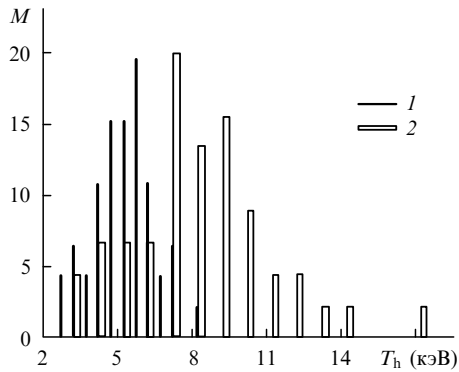


Рис.4. Гистограмма распределения числа реализаций M с заданной «температурой» горячих электронов по «температуре» T_h для кремниевой мишени при однократном (1) и многократном (2) облучении.

бильностью характеристик формируемой лазером структуры. Оценка средней «температуры» горячих электронов для сплошного кремния $T_h \sim 5.2 \pm 1$ кэВ хорошо согласуется с известными экспериментальными данными и теоретическими расчетами [10]. Аналогичная оценка для ЛМ кремния дает $T_h \sim 8.4 \pm 2$ кэВ, что и демонстрирует перегрев горячего электронного компонента в ЛМ кремнии.

Полученные данные позволили оценить изменение «температуры» горячих электронов с интенсивностью (рис.5). Для сплошного кремния аппроксимация экспериментальных данных (в килоэлектронвольтах) дает $T_h \approx 3.3I_{16}^{0.63}$ (интенсивность нормирована на 10 ПВт/см²). Показатель $\alpha = 0.63$ соответствует режиму аномального скин-эффекта [10]. Для ВП мишени степенной показатель увеличивается до 1.4. В случае ЛМ кремниевой мишени сильный разброс данных не позволяет провести аппроксимацию, однако средняя «температура» горячего электронного компонента оказывается даже выше, чем для ВП кремния. Полученные результаты убедительно свидетельствуют о повышении роли бесстолкновительного поглощения в структурированных твердотельных мишенях, которая безусловно требует дальнейшего теоретического анализа.

Наблюдаемый рост «температуры» горячего электронного компонента проявляется и при измерении тока ионного компонента плазмы с помощью времяпролетного спектрометра. Рассмотрим вначале результаты, полученные при расположении детектора по нормали к мишени в позиции А (рис.1). На рис.6,а заметно присутствие двух компонентов: «быстрого» (скорость до $u_f \sim$

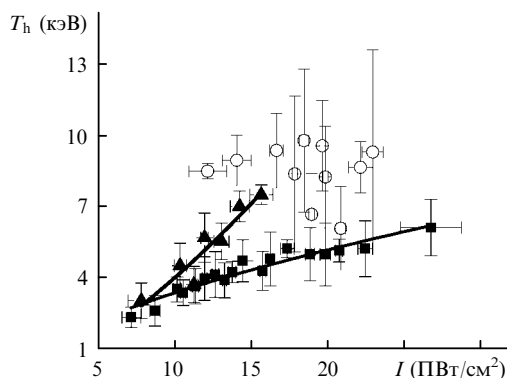


Рис.5. Зависимость «температуры» горячих электронов T_h от интенсивности лазерного излучения I (обозначения см. на рис.3).

$2 \cdot 10^8$ см/с) и «медленного» (скорость менее 10^8 см/с). Средняя скорость медленного компонента примерно равна средней скорости разлета вещества мишени u (для параметров нашего эксперимента $u \sim 4 \cdot 10^7$ см/с). Скорость, соответствующая максимуму быстрого компонента, растет с ростом интенсивности как $I^{0.2 \pm 0.03}$, что соответствует данным работы [15], полученным при интенсивностях свыше 100 ПВт/см².

Аналогичные зависимости (с меньшими скоростями разлета) наблюдались в работе [16] при меньшей интенсивности лазерного излучения. Поскольку скорости разлета ионов плазмы пропорциональны температурам электронов: $v_{e,h} \sim T_{e,h}^{1/2}$, ионные измерения подтверждают наличие в плазме двух электронных компонентов: теплового с температурой T_e и горячего с температурой T_h , что наблюдалось и ранее в работах [16, 17]. Следует отметить, что при использовании s-поляризованного излучения амплитуда ионного сигнала резко падает, причем максимум сигнала, соответствующий горячему электронному компоненту, пропадает. Это связано с малой эффективностью генерации горячих электронов при такой поляризации лазерного поля [10].

Аналогичные зависимости наблюдаются и для ВП мишени (рис.6,б). Основными отличиями от сплошной

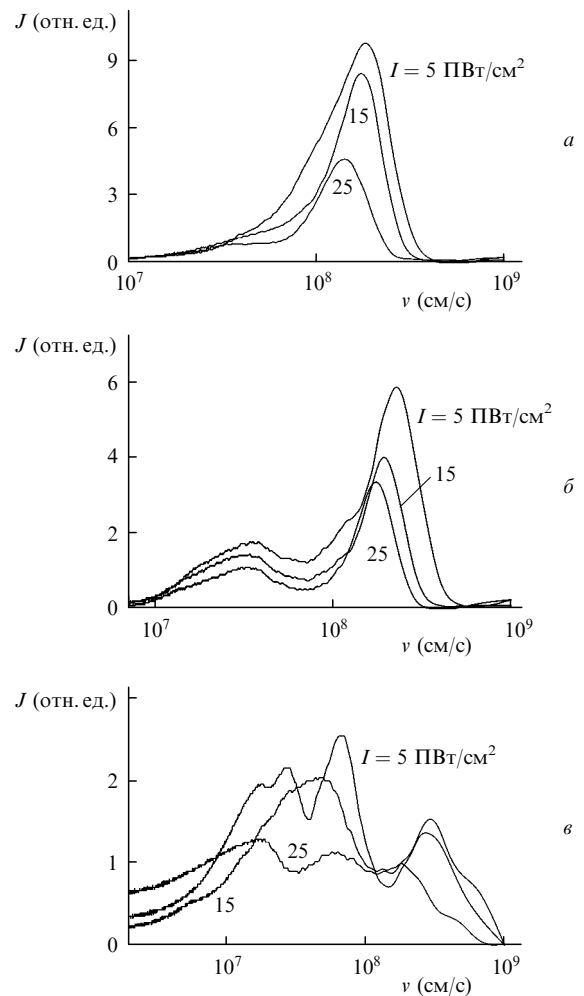


Рис.6. Зависимости амплитуды ионного тока J от скорости разлета ионов v для детектора в позиции А (см. рис.1) при однократном (а) и многократном (б) облучении сплошного кремния, а также при однократном (в) облучении пористого кремния для разных интенсивностей.

плоской мишени при примерно равных интенсивностях лазерного излучения являются более ярко выраженный тепловой компонент (со скоростью в максимуме ионного тока $3 \cdot 10^7$ см/с) и бóльшая на 20–30 % скорость горячего компонента. В ВП кремнии существенная часть энергии, поглощаемой кластерами при их нагреве лазерным излучением, преобразуется в энергию объемного разлета кластеров, в отличие от плоского разлета сплошной мишени. В результате столкновения ионных струй эта энергия трансформируется в тепловую энергию ионов. При этом газокинетическое давление плазмы $p = n_i(ZT_e + T_i)$ практически не меняется, а относительная доля ионов, разлетающихся из плазмы с тепловой скоростью, увеличивается. Это и объясняет наблюдаемое на рис.6,б перераспределение амплитуд медленного и быстрого ионных компонентов.

Зависимости совершенно иного вида, характеризующиеся наличием нескольких (до 4–5) максимумов, наблюдаются в случае ЛМ мишени (рис.6,в). При этом положение максимумов меняется от реализации к реализации. В то же время устойчиво наблюдается максимум, соответствующий быстрому ионному компоненту со скоростью распространения $u_f \sim (2 - 3) \cdot 10^8$ см/с, превышающей u_f для мишеней других типов. Появление целого ряда максимумов на меньших скоростях может быть связано с существенной пространственной неоднородностью образующегося ионного потока вследствие неоднородности исходной мишени-кратера. Действительно, для использованной ВП мишени ($P \sim 5$) время замыкания структуры $t \sim 100$ фс, что определяет эффективную гомогенизацию ионного компонента плазмы до его расширения в вакуум. Для ЛМ мишени пористость P , исходя из данных, полученных с помощью электронной и атомно-силовой микроскопий, также составляет ~ 5 , однако время t оказывается бóльшим ($t \sim 25$ пс) вследствие бóльших геометрических размеров пустот: $L \sim 0.3 - 1$ мкм. Это и означает, что для ЛМ мишени может не происходить эффективной гомогенизации ионного компонента плазмы, что и приводит к нестационарному турбулентному разлету плазмы в вакуум, наблюдающемуся в эксперименте.

Важным является и отсутствие влияния поляризации лазерного излучения на ионный ток: при повороте поляризации на 90° сохраняется как форма ионного тока, так и характерные скорости распространения ионов. Это связано, очевидно, с кривизной и крупномасштабной неоднородностью поверхности кратера.

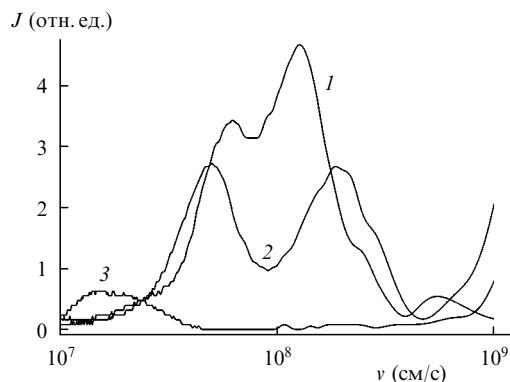


Рис.7. Зависимости амплитуды ионного тока J от скорости разлета ионов v для детектора в позиции В или С (см. рис.1) при многократном облучении кремния с интенсивностью $I = 20$ (1) и 25 ПВт/см² (2) и однократном облучении кремния с $I = 20$ ПВт/см² (3).

Существенные изменения ионного тока наблюдаются при установке времяпролетного спектрометра со стороны падающего либо отраженного лазерного излучения (позиции В и С, рис.7). В случае как сплошной, так и пористой мишени регистрируется только медленный компонент ионного тока, причем при двух положениях детектора заметных его различий не наблюдается. Это показывает, что горячий ионный компонент летит в виде конуса нормально к средней поверхности мишени. Для ионных токов, регистрируемых в случае ЛМ мишени, характерно наличие быстрого ионного компонента (с несколько меньшей скоростью распространения, чем по нормали к мишени), наблюдается нестабильная многопиковая структура и отсутствует зависимость от поляризации лазерного излучения.

5. Заключение

Итак, наряду с ранее использовавшимися методами приготовления мишеней со структурированным приповерхностным слоем – напылением в атмосфере благородного газа, электрохимическим травлением кремния – лазерная модификация поверхности также обеспечивает формирование структурированного слоя непосредственно в процессе эксперимента.

Для модифицированных мишеней «температура» горячего электронного компонента возрастает с ростом интенсивности быстрее, чем для сплошной мишени, достигая 8–10 кэВ при интенсивности 20 ПВт/см². Это возрастание приводит к смещению спектра рентгеновского свечения плазмы в более жесткую область. В то же время наблюдаемый в эксперименте выход рентгеновских квантов с энергиями 40–100 кэВ не может быть объяснен ростом «температуры» горячего электронного компонента до 8 кэВ (при сравнении с выходом в другие энергетические диапазоны). Это указывает на появление в плазме существенно немаксвелловского хвоста электронного распределения и условность понятия «температура» для горячего электронного компонента.

Ионный компонент плазмы в модифицированных мишенях претерпевает существенные изменения. С одной стороны, увеличение «температуры» горячего электронного компонента приводит к увеличению скорости разлета части ионов до $(2-3) \cdot 10^8$ см/с и энергии ионов кремния свыше 100 кэВ. Энергия этого ионного компонента увеличивается с ростом интенсивности как $I^{0.4}$. С другой стороны, перемешивание ионных струй внутри плазмы вызывает резкое повышение ионной температуры плазмы от 30–50 эВ до единиц–десятков килоэлектронвольт. Этот эффект становится возможным благодаря высокой плотности плазмы модифицированных мишеней, поскольку при плотности порядка критической (что характерно для мишеней типа «струя кластеров») частота ион-ионных столкновений мала по сравнению с обратным временем абляционного уменьшения плотности плазмы. Для ЛМ мишеней нами наблюдался почти изотропный разлет плазмы в вакуум, причем такое поведение оказалось характерным как для теплового, так и для горячего ионного компонента.

Таким образом, при формировании плазмы в твердотельных модифицированных мишенях при умеренных интенсивностях 10–100 ПВт/см² возможно увеличение «температуры» горячих электронов и их числа, а также получение сильно неравновесной плазмы с температурой

ионов 1–50 кэВ. Следовательно, становится реальной постановка ряда уникальных экспериментов, в том числе и по ядерным процессам в фемтосекундной лазерной плазме, реализация которых до настоящего времени связывалась с применением больших лазерных систем и достижением с их помощью релятивистских интенсивностей. По сути дела, речь идет об исследовании ядерных процессов в малом объеме при малом энергокладе в мишень. Этот факт нашел подтверждение в проведенных нами экспериментах по иницированию термоядерной реакции в плазме дейтерированной ЛМ мишени [18].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 99-02-18343а), а также ГНТП «Фундаментальная метрология» и «Университеты России».

1. Murnane M.M., Kapteyn H.C., Gordon S.P. et al. *Appl.Phys.Letts*, **62**, 1068 (1993); *Appl.Phys.B*, **58**, 261 (1994).
2. Wulker C., Theobald W. et al. *Appl.Phys.Letts*, **68**, 1338 (1996).
3. Волков Р.В., Гордиенко В.М., Джиджоев М.С. и др. *Квантовая электроника*, **24**, 1114 (1997).
4. Волков Р.В., Гордиенко В.М., Джиджоев М.С. и др. *Квантовая электроника*, **25**, 1 (1998).
5. Волков Р.В., Гордиенко В.М., Джиджоев М.С. и др. *Квантовая электроника*, **23**, 539 (1996).
6. Nishikawa T., Nakano H., Ahn H. et al. *Appl.Phys.Letts*, **70**, 1653 (1997); *Appl.Phys.B*, **66**, 567 (1998).
7. Гордиенко В.М., Савельев А.Б. *УФН*, **167**, 78 (1999).
8. Gavrilov S.A., Golishnikov D.M., Gordienko V.M. et al. *Proc.SPIE*, **4070**, 206 (2000).
9. Гуськов С.Ю., Розанов В.Б. *Квантовая электроника*, **24**, 715 (1997).
10. Gibbon P., Forster E. *Plasma Physics Control. Fusion*, **38**, 769 (1996).
11. Гуськов С.Ю., Карузо А., Розанов В.Б., Странгио К. *Квантовая электроника*, **30**, 191 (2000).
12. Ditmire T., Donnelly T., Rubenchik A.M. et al. *Phys.Rev.A*, **53**, 3379 (1996).
13. Stuart V.C., Feit M.D., Herman S. et al. *J.Opt.Soc.Amer.B*, **13**, 458 (1996).
14. Волков Р.В., Гордиенко В.М., Михеев П.М., Савельев А.Б. *Квантовая электроника*, **30**, 896 (2000).
15. Clark E.L., Krushelnik K., Zepf M. et al. *Phys.Rev.Letts*, **85**, 1654 (2000).
16. Meyerhofer D.D., Chen H., Delettrez J.A. et al. *Phys.Fluids B*, **5**, 2585 (1993).
17. Андреев А.А., Баянов В.И., Ваньков А.Б., Козлов А.А., Комаров В.М., Курнин И.В., Соловьев Н.А., Чижов С.А., Яшин В.Е. *Квантовая электроника*, **23**, 907 (1996).
18. Волков Р.В., Голишников Д.М., Гордиенко В.М. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **72**, 577 (2000).