

# Наблюдение высокоэнергетичных электронов при облучении поверхности металлической мишени протонами со средней энергией 25 кэВ

Г. В. Головин, А. Б. Савельев<sup>1)</sup>, Д. С. Урюпина, Р. В. Волков, Б. В. Марьин\*

Физический факультет и Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия

\* НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова, 119999 Москва, Россия

Поступила в редакцию 10 марта 2009 г.

После переработки 7 апреля 2009 г.

При облучении поверхности мишени из железа ионами ( $H^+$ ,  $Fe^+$ ,  $Fe^{2+}$ ,  $Fe^{3+}$ ) с энергиями в диапазоне от 20 до 100 кэВ, источником которых служила плазма мощного фемтосекундного лазерного импульса с интенсивностью  $10^{16}$  Дж/с·см<sup>2</sup>, зарегистрированы электроны с аномально высокими энергиями до 16 кэВ, что свидетельствует о практически полной передаче энергии от налетающего иона к выбитому из мишени электрону. Полученный спектр электронов в диапазоне 6–16 кэВ, выбиваемых с *K*-оболочки атомов железа протонами с энергией  $22 \pm 2$  кэВ, имеет квазиэкспоненциальный характер с показателем экспоненты 4 кэВ. Для электронов с энергией 8 кэВ величина дважды дифференциального сечения ионизации такими протонами оценена в  $10^{-7}$  бн/эВ·стерад.

PACS: 34.50.Fa

Энергетическое распределение электронов, выбиваемых из атома налетающим ионом, представляет существенный интерес для фундаментальной и прикладной физики, например, при расчете радиационных повреждений в биологических тканях или других материалах, создании измеряющей радиацию аппаратуры, при исследовании явлений, происходящих в верхних слоях атмосферы.

Налетающий ион обычно передает ионизируемому электрону лишь малую часть своей энергии. В предельном случае свободного электрона эта часть оказывается порядка отношения масс электрона и иона, а для связанного электрона она может быть значительно больше, поскольку ядро в этом случае увеличивает его “эффективную массу”. Однако экспериментально зарегистрировать передачу более чем  $10^{-4}$  доли энергии иона до сих пор не удавалось [1].

Плазма, создаваемая на поверхности твердотельной мишени фемтосекундным лазерным излучением большой интенсивности, является эффективным лабораторным источником быстрых ионов. Энергетический спектр таких ионов довольно широк, а средняя энергия ионов может достигать десятков кэВ на единицу заряда уже при интенсивности лазерного излучения в  $10^{16}$ – $10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> [2, 3]. Лазерно-плазменный ионный источник может быть использован при решении целого ряда задач – от создания

ионных ускорителей и терапии опухолей до ионной имплантации.

В настоящей работе лазерно-плазменный ионный источник использован нами для исследования энергетических спектров вторичных электронов, выбиваемых с поверхности мишени быстрыми ионами. Нами обнаружены электроны с аномально большой энергией в 5–16 кэВ, соответствующей передаче от иона электрону 30–50% своей энергии.

Излучение лазера на Ti:Sapphire (длительность импульса – 50 фс, энергия до 2 мДж) фокусировалось под углом  $45^\circ$  к нормали на поверхность толстой стальной пластины безабберационным объективом ( $F/D \sim 6$ ) в пятно диаметром порядка 4 мкм (мишень № 1, интенсивность в фокусе – до  $10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>). Контраст излучения на наносекундном масштабе был не хуже  $2 \cdot 10^{-7}$  и определялся коротким предимпульсом, “просачивающимся” из регенеративного усилителя, а на пикосекундном масштабе – коротким предимпульсом с относительной амплитудой  $3 \cdot 10^{-5}$  и опережением 23 пс.

Средняя энергия горячих электронов образующейся плазмы измерялась в каждом импульсе двухдетекторным методом фильтров [4] по ее рентгеновскому излучению с помощью двух ФЭУ со сцинтилляторами NaI толщиной 5 мм и составила в среднем  $13 \pm 2$  кэВ. После каждого лазерного импульса мишень смещалась так, чтобы излучение взаимодействовало с ровной поверхностью, а не с кратером, оставшим-

<sup>1)</sup>e-mail: ab\_savelev@phys.msu.ru

ся после предыдущего выстрела. Ионы, ускоренные в плазме вдоль нормали к поверхности мишени № 1, бомбардировали стальную пластину (мишень № 2), расположенную на расстоянии 27 см от первой мишени в отдельной вакуумной камере. Угол падения ионов на вторую мишень составлял примерно  $45^\circ$ . Выбитые из этой мишени электроны проходили через отклоняющие пластины электростатического спектрометра [4], входное окно которого ( $2 \times 0.5$  см) располагалось на расстоянии 4 см от второй мишени приблизительно вдоль нормали к ее поверхности, и регистрировались шевронной микроканальной пластиной ВЭУ-7. Меняя величину напряжения на пластинах спектрометра, мы меняли энергию регистрируемых частиц в диапазоне от 6 до 16 кэВ, а полярность прикладываемого напряжения определяла знак заряда регистрируемых частиц. Разрешение спектрометра по энергии, обусловленное, в основном, его геометрией, составляло 10%. В камерах, в которых были установлены обе мишени и спектрометр, поддерживался вакуум на уровне  $10^{-5}$  торр. Электронный ток с ВЭУ-7 регистрировался с помощью специального цифрового осциллографа с частотой оцифровки 2 ГГц и полосой 500 МГц.

Типичный сигнал, полученный с детектора ВЭУ-7 при регистрации отрицательных частиц, представлен на рис.1. Реакцией детектора на прилет единичного

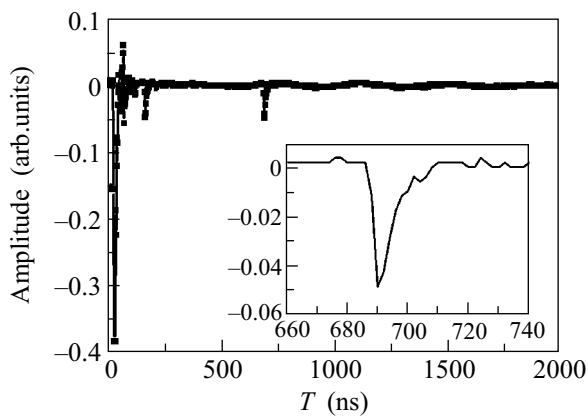


Рис.1. Типичный сигнал, полученный с детектора ВЭУ-7 при регистрации отрицательных частиц. На вставке: сигнал, получаемый при регистрации одиночного электрона

электрона, как показали предварительные эксперименты, является пиком характерной формы (резкий фронт и пологий спад) с амплитудой больше 10 мВ (см. вставку к рис.1). Такие пики на рис.1 можно видеть на временах  $\approx 170$  и  $\approx 690$  нс. Резкий минимум вблизи нуля временной шкалы соответствует регистрации микроканальной пластиной паразитного

сигнала, связанного с рассеянием на второй мишени рентгеновского излучения и электронов из плазмы. Действительно, при расстоянии между первой мишенью (плазменным источником) и ВЭУ-7 в 50 см (с учетом длины тракта регистрации в самом спектрометре) электроны с энергией около 10 кэВ достигают детектора менее чем за 5 нс. Таким образом, фронт данного сигнала соответствует моменту образования плазмы с точностью до временного разрешения используемой схемы регистрации. В идущем за ним переколебании полезный сигнал неразличим, поэтому мы могли проводить регистрацию электронов только начиная со 100 нс после образования плазмы.

Наблюдение электронов с энергией в единицы – десятки кэВ, появляющихся с большой временной задержкой относительно момента образования плазмы, указывает на наличие некоторого дополнительного механизма образования таких электронов. Действительно, электрону, рожденному в плазме, было бы необходимо пролететь десятки метров до регистрации его нашим спектрометром.

Для ряда энергий регистрируемых электронов было получено по 10000 сигналов, каждый из которых соответствовал одному лазерному импульсу. Специальная программа выполняла автоматическое распознавание пиков, в результате чего для каждой энергии была получена динамика электронного тока как зависимость числа событий (регистрации одиночного электрона) от момента времени такой регистрации. Для оценки погрешности были рассчитаны доверительные интервалы для достоверности 0.95 в предположении, что регистрация одиночного электрона имеет пуассоновское распределение плотности вероятности. Образцы динамики тока для энергии регистрируемых электронов в 6080 и 13440 эВ приведены на рис.2а, б, соответственно.

Из рис.2 видно, что нами были уверенно зарегистрированы максимумы в электронном токе, имеющие задержку в 120–200 и 500–800 нс относительно момента образования плазмы, причем эти характерные времена не зависят от энергии регистрируемых электронов (по крайней мере, с точностью до 10 нс). Наиболее хорошо выражен максимум в районе 120–200 нс, имеющий амплитуду, существенно превышающую уровень шума.

В наших экспериментальных условиях времена задержек, соответствующих наблюдаемым максимумам электронного тока, хорошо согласуются со временами прилета на вторую мишень быстрых ионов (протоны и ионы железа) из плазмы. Для проверки данного предположения спектрометр был установлен на место второй мишени, а полярность на-

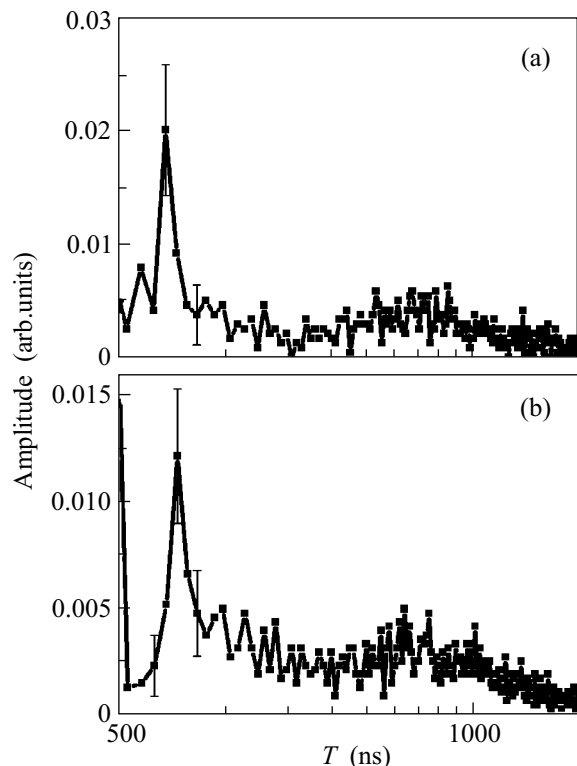


Рис.2. Динамика электронного тока для энергии регистрируемых электронов в 6080 эВ (а) и 13440 эВ (б)

пряжения на нем была инвертирована. Таким образом, нами был измерен массовый спектр ионного тока (рис.3), показывающий присутствие значитель-

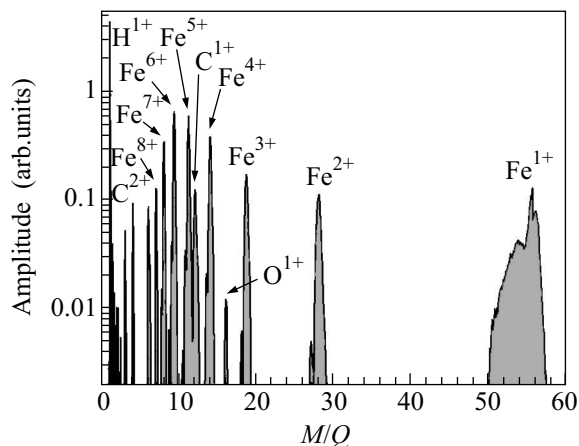


Рис.3. Массовый спектр ионного тока лазерной плазмы

ного числа протонов, а также ионов углерода и железа в этом токе. Поскольку время пролета ионов до детектора в данной геометрии было малым, провести непосредственные измерения энергетического спектра быстрых ионов не удалось. В то же время выполненные нами ранее измерения [3] показали, что

средняя энергия быстрых ионов на единицу заряда в 2 раза превышает среднюю энергию горячих электронов, то есть составляет в нашем случае около 26 кэВ. Время пролета протонов с энергией 26 кэВ от первой до второй мишени составляет 120 нс и соответствует фронту зарегистрированного импульса электронного тока. Для ионов железа  $Fe^{1+}$ ,  $Fe^{2+}$ ,  $Fe^{3+}$  времена пролета при энергии 26 кэВ на единицу заряда составляют 850, 615 и 500 нс, соответственно. Таким образом, временное положение наблюдаемых в электронном токе максимумов вполне соответствует моменту прилета на вторую мишень быстрых ионов частиц определенного сорта из плазмы.

Зависимости электронных токов от времени для разных энергий регистрируемых частиц позволяют построить электронные спектры (или, что то же самое, зависимости дважды дифференцированного сечения ионизации от энергии электронов) в произвольном временном интервале задержек. Наибольший интерес представляет спектр в интервале 120–130 нс, так как на этих временах электронной сигнал максимален и второй мишени достигают только протоны с энергией  $22 \pm 2$  кэВ, тогда как в другие моменты сигнал либо неотличим от шума, либо может быть следствием бомбардировки этой мишени ионами разного типа. Такой спектр представлен на рис.4, где каждая точка – это усредненное по 10000 ре-

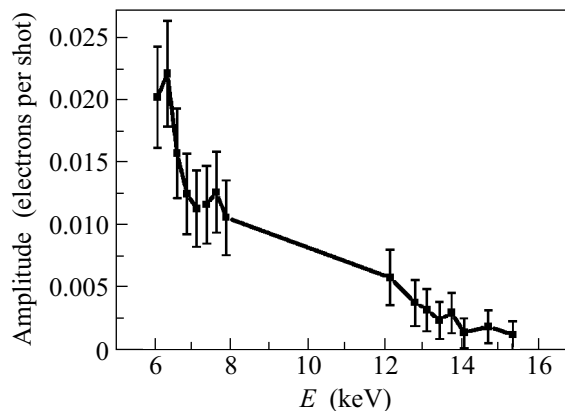


Рис.4. Спектр электронов с поверхности мишени № 2

лизаций количество электронов, зарегистрированных ВЭУ-7 в интервале 120–130 нс после образования плазмы, в расчете на один лазерный импульс. Полученный спектр имеет квазиэкспоненциальный характер с показателем экспоненты порядка 4 кэВ.

Исходя из полученных данных, можно оценить дифференциальное сечение ионизации  $K$ -оболочки

атома железа протонами с энергией  $24 \pm 2$  кэВ с вылетом электрона с заданной энергией  $E_e$ :

$$\frac{d^2\sigma}{dWd\Omega}(E_e) = \frac{N(E_e)}{N_0\rho nl\Delta\Omega\Delta W},$$

где  $N$  – число зарегистрированных за один лазерный импульс электронов,  $N_0$  – число попадающих на мишень протонов,  $\rho$  – плотность вещества второй мишени ( $\approx 10^{24}$  см $^{-3}$ ),  $l$  – эффективная толщина мишени, на которой происходит ионизация,  $\Delta\Omega$  – телесный угол, под которым со второй мишени видно входное окно спектрометра ( $\approx 0.5$  стерад),  $\Delta W$  – диапазон энергий электронов, регистрируемых спектрометром в единичном измерении. Для электронов с энергией 8 кэВ  $\Delta W \approx 0.8$  кэВ,  $N \approx 0.010 \pm 0.003$ . Эффективная толщина мишени ограничивается длиной пробега электронов в веществе, так как даже если протон проникнет в глубь мишени и выбьет в результате ионизации высокоэнергетичный электрон, этот электрон потеряет значительную часть своей энергии и не будет зарегистрирован детектором. Согласно [5], расстояние, на котором длина пробега электрона с начальной энергией 8 кэВ уменьшается в  $e$  раз, составляет 3 нм. Это значение мы и использовали для  $l$ . Число протонов  $N_0$  с энергией  $24 \pm 2$  кэВ, попадающих на поверхность второй мишени, не превышает  $10^8$  за импульс. Таким образом, дифференциальное сечение ионизации по порядку величины составляет  $10^{-7}$  бн/эВ-стерад.

Теоретически сечение ионизации может быть грубо оценено как произведение площади орбиты выбиваемого электрона на экспоненциально малую вероятность адиабатического перехода, расчет которой представляет серьезную проблему. Анализ литературы показал, что из существующих моделей ударной ионизации атомов ионами только полуэмпирическая модель Рудда [1, 6] формально применима для любых соотношений энергий налетающих протонов и выбитых электронов. Данная модель предполагает, что сечение ионизации зависит только от энергий взаимодействующих частиц, а также от энергии связи электрона. Наличие в модели ряда эмпирически подбираемых параметров, учитывающих такие факторы, как реальная структура электронных уровней, заряд ядра и др., не позволяет провести с ее помощью прямую количественную оценку сечения в условиях, соответствующих нашему эксперименту. Попытка все же провести такую оценку показала значительное расхождение результатов эксперимента как с величиной сечений, предсказываемых в рамках указанной модели, так и с их зависимостью от энергии выбиваемых электронов. В частности, модель Рудда предсказыва-

ет разницу в сечениях ионизации в 8 порядков (рис.5) на границах исследуемого диапазона энергий выби-

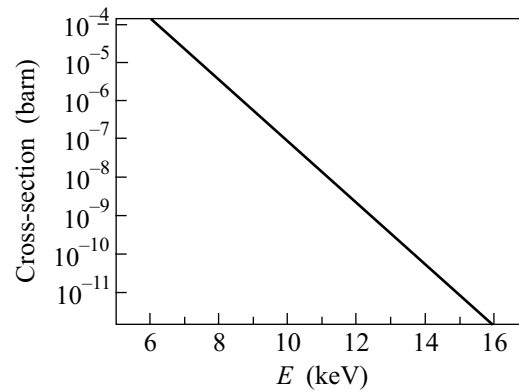


Рис.5. Сечение ионизации внутренней оболочки железа (7.1 кэВ) налетающим протоном с энергией 26 кэВ в зависимости от энергии выбиваемого электрона согласно модели [1]

ваемых электронов (6 и 16 кэВ), тогда как в нашем эксперименте разница составила лишь один порядок (рис.4).

Однако данную модель можно использовать для выявления качественных различий в процессе ионизации в зависимости от энергии связи выбиваемого электрона. Из рис.6, полученного по формулам [1]

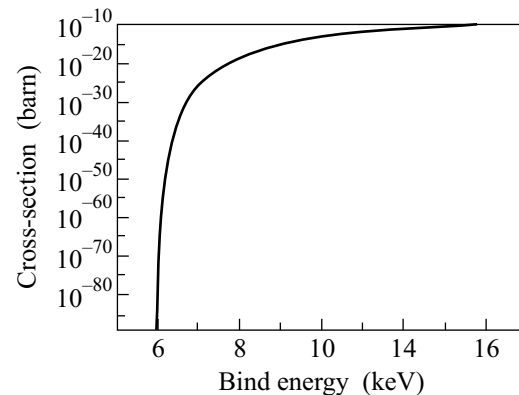


Рис.6. Сечение ионизации железа налетающим протоном с энергией 26 кэВ с вылетом электрона с энергией 14 кэВ в зависимости от энергии связи электрона с ядром по модели [1]

для случая ионизации с внутренней оболочки, видно, что для протона с энергией 26 кэВ при столкновении с атомом железа вероятность выбить электрон с внутренней  $K$ -оболочки (энергия связи 7.2 кэВ) и передать ему кинетическую энергию в 14 кэВ на много порядков величины выше вероятности выбивания электрона с внешней  $N$ -оболочки (энергия связи 7 эВ)

с передачей ему той же энергии. Следовательно, зарегистрированные нами электроны были, скорее всего, действительно выбиты с  $K$ -оболочки атомов железа.

Таким образом, нами при облучении поверхности мишени пучком протонов наблюдались электроны с энергией, соответствующей передаче существенной, в десятки процентов, энергии от протона электрону. В нашем эксперименте энергетический спектр протонов простирался до 100 кэВ, а их средняя энергия составляла 25 кэВ. Протонный пучок создавался при облучении специальной мишени фемтосекундным лазерным излучением с интенсивностью до  $10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>. Измеренный энергетический спектр электронов в диапазоне энергий 5–16 кэВ имел плавный квазиэкспоненциальный спад. Оценка дифференциального сечения процесса дала  $10^{-7}$  бн/эВ-стерад при энергии электронов 8 кэВ. Расчеты, проведенные в рамках полуэмпирической модели ионизации атома железа протоном, показывают, что сечение такого процесса ионизации существенно зависит от энергии связи электрона и в нашем случае достигает своего максимума для электронов, расположенных на  $K$ -оболочке атомов железа. В то же время, оценка абсолютного сечения процесса в рамках указанной модели оказалась невозможна в силу большого числа неизвестных эмпирических параметров. Следовательно, для количественной интерпретации наших результатов необходимо построение адекватной модели неупругого рассеяния быстрых ионов на связанных электронах с передачей выбитому электрону

существенной доли энергии выбивающего его иона.

Полученные результаты и развитая методика могут представлять существенный интерес как для фундаментальных исследований процессов рассеяния ионов на атомах, так и в целом ряде прикладных задач, связанных с радиационным повреждением материалов вторичными высокоэнергетическими электронами.

Авторы выражают признательность В.С. Чернышу и В.П. Петухову за полезные дискуссии по ряду вопросов, затрагиваемых в настоящей работе. Эксперименты проведены на оборудовании ЦКП МЛЦ МГУ по проблемам сверхсильных световых полей. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 07-02-00724а).

1. M. E. Rudd, Y.-K. Kim, D. H. Madison, and T. J. Gay, *Rev. of Modern Physics* **64**, No.2 (1992).
2. А. В. Андреев, В. М. Гордиенко, А. Б. Савельев, *Квантовая электроника* **31**, 941 (2001).
3. Р. В. Волков, В. М. Гордиенко, И. М. Лачко и др., *ЖЭТФ* **103**, 303 (2006).
4. V. M. Gordienko, I. M. Lachko, P. M. Mikheev et al., *Plasma Physics and Controlled Fusion* **44**, 2555 (2002).
5. А. В. Бобыль, С. Ф. Карманенко, *Физико-химические основы технологии полупроводников. Пучковые и плазменные процессы в планарной технологии*, Изд. Политехнического университета, СПб, 2005.
6. M. E. Rudd, *Phys. Rev. A* **38**, 6129 (1988).