

## ЖЕСТКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И БЫСТРЫЕ ЧАСТИЦЫ В ЛАЗЕР-ПЛАЗМЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПРИ ИНТЕНСИВНОСТИ НА МИШЕНИ ДО $5 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2$

В.Г.Бородин, О.Н.Гилев\*, А.Л.Запысов\*, В.М.Комаров, В.А.Лыков\*, В.А.Малинов, В.М.Мигель, Н.В.Никитин, В.Г.Покровский\*, В.А.Пронин\*, В.Н.Сапрыкин\*, А.В.Чарухчев, В.Н.Чернов<sup>1)</sup>

\* Российский федеральный ядерный центр ВНИИТФ  
456770 Снежинск, Челябинская обл., Россия  
НИИ комплексных испытаний Всесоюзного научного центра "ГОИ им. С.И.Вавилова"  
188537 Сосновый Бор, Ленинградская обл., Россия

Поступила в редакцию 15 февраля 2000 г.

Представлены результаты исследования спектра жесткого рентгеновского излучения и характеристик быстрых частиц при взаимодействии пикосекундного лазерного импульса с твердыми мишенями на установке "Прогресс-П" при интенсивности на поверхности мишени до  $5 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2$ . Прямыми измерениями определена максимальная энергия быстрых электронов  $-8 \div 10 \text{ MeV}$ .

PACS: 42.55.Vc

При взаимодействии ультракоротких пико- и субпикосекундных лазерных импульсов с твердотельной мишенью с интенсивностью  $> 10^{17} \text{ N/cm}^2$  электроны плазмы набирают энергию главным образом за счет нелинейных бесстолкновительных процессов непосредственно от лазерной волны накачки [1, 2]. Ускоренные таким образом электроны формируют потоки быстрых ионов и жестких рентгеновских квантов, энергия которых может достигать десятков MeV [3]. Плазменный источник частиц и квантов с подобными параметрами открывает уникальные возможности по иницированию ядерных реакций, созданию компактных источников нейтронов, получению разнообразных изотопов, созданию искусственной радиоактивности [4]. Поэтому исследование параметров иницируемых лазером ускоренных частиц и жестких рентгеновских квантов представляется весьма актуальной задачей.

Эксперименты проводились на пикосекундном лазере "Прогресс-П" с усилением chirпированного импульса на Nd-стекле [5]. Схема измерений представлена на рис.1.

Лазерное излучение ( $\lambda = 1053 \text{ nm}$ ), энергия которого в камере взаимодействия достигала  $16 \text{ J}$  при длительности  $\approx 1.4 - 1.5 \text{ ps}$ , фокусировалось на мишень осевым параболическим зеркалом с  $f/1.1$  (диаметр лазерного пучка  $-190 \text{ mm}$ ) в фокальное пятно диаметром  $\leq 7 \mu\text{m}$ , в котором содержалось 50% лазерной энергии. Основному импульсу предшествовал предимпульс усиленной люминесценции с длительностью  $\approx 5 \text{ ps}$  и интенсивностью  $\leq 10^{-8}$  относительно основного. Интенсивность предимпульса за  $20 \text{ ps}$  до основного составляла  $< 10^{-3}$ , что является верхним пределом, определяемым методикой измерения. Эксперименты проводились как с  $p$ -, так и с  $s$ -поляризованным излучением с мишенями из различных материалов при угле падения на мишень относительно ее нормали  $40 - 60^\circ$ .

Спектр жесткого рентгеновского излучения (ЖРИ) в области энергий  $15-90 \text{ keV}$  измерялся методом селективных фильтров, имеющих  $K$ -скачки поглощения в этой

<sup>1)</sup> e-mail: cher@sbor.ru

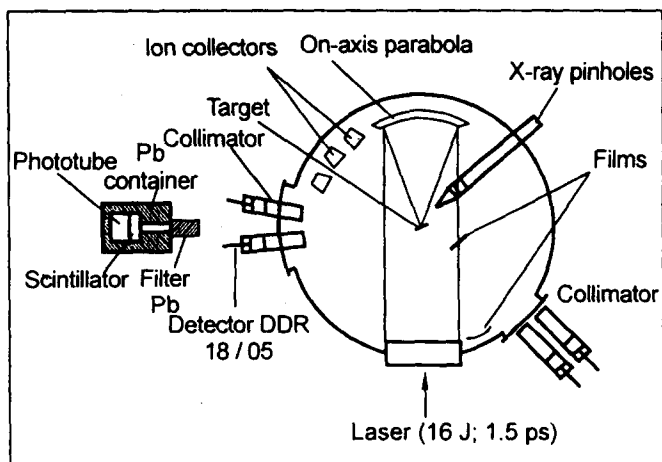


Рис.1. Схема размещения диагностического оборудования в камере мишени

области энергий, а выше, до 1.5 MeV, методом “серых” фильтров [6]. В качестве материала селективных фильтров использовались Zr, Rh, Cd и Gd, Pb, а серые изготавливались из Pb. Предварительные измерения показали, что наряду с рентгеновскими квантами в мишени присутствуют покидающие плазму быстрые электроны с энергией порядка нескольких MeV, чувствительность детекторов к которым высока. Поэтому для защиты ЖРИ-детекторов от таких электронов все детекторы экранировались фильтром из Be толщиной 3.5 g/cm<sup>2</sup>, размещаемым на расстоянии 15–20 см от детектора. Такой фильтр снижает сигнал от рентгеновского излучения всего в 1.5–2 раза и полностью поглощает электроны с энергией до 10 MeV. В качестве рентгеновских детекторов до энергий квантов ≤ 70 keV использовались полупроводниковые, а выше – сцинтилляционные детекторы (CsI + Tl). Для защиты детекторов от рассеянных квантов и частиц все детекторы помещались в оболочку из Pb.

Детектирование быстрых электронов проводилось одновременно с измерением спектра ЖРИ методом серых фильтров, материалом для которых также служил Pb. При этом рядом с ЖРИ-детектором устанавливался детектор с таким же фильтром, но без Be-защиты. Таким образом, детектор только с фильтром из Pb давал суммарный сигнал от электронов и рентгеновских квантов, а дополнительно закрытый Be-фильтром – только от рентгеновского излучения. В отдельных опытах такие пары детекторов устанавливались и за мишенью.

Для визуализации рентгеновского излучения и потока электронов, прошедших сквозь мишень, за мишенью на расстоянии 5 см в специальной кассете ставилась рентгеновская фотопленка марки РФ-3, закрытая от лазерного света Al-фольгой толщиной 0.25 мкм, чувствительная к энергиям квантов вплоть до 60 keV. На фольгу, для фильтрации излучения, наклеивались дополнительные полоски Pb разной толщины.

Изображение мишени в мягких рентгеновских лучах производилось многоканальной камерой-обскурой [6] с диаметром отверстий от 5 μm до 15 μm, закрытых разными фильтрами.

Разлет быстрых ионов, со скоростями ≥ 10<sup>8</sup> см/с исследовался по времяпролетной методике с использованием массива ионных коллекторов [7]. Чувствительность кол-

латорной методики позволяла измерять ионный ток от частиц, летящих со скоростью не более  $10^9$  см/с. Датчики располагались вокруг мишени так, чтобы одновременно регистрировать ионы, вылетающие из мишени как по направлению, близкому к нормали, так и вылетающие в зеркальном по отношению к падающему лазерному пучку направлении. Коллекторы в опытах применялись как для изучения пространственного распределения разлета быстрых ионов, так и, совместно с плазменными калориметрами, для оценки среднего отношения заряда к массе ионов плазмы [7].

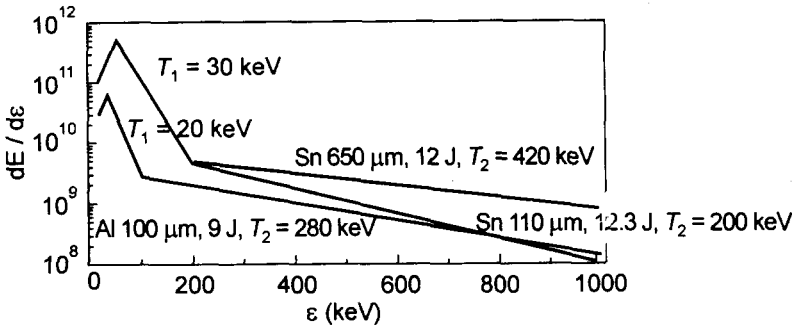


Рис.2. Спектр жесткого рентгеновского излучения для мишеней из Al и Sn при  $I \approx 1.5 \div 5 \cdot 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>

На рис.2 представлены результаты измерения спектра ЖРИ для нескольких опытов с мишенями из Al и Sn в предположении изотропного разлета ЖРИ в  $4\pi$  при интенсивности лазерного излучения на поверхности мишени  $I \approx 1.5 \div 5 \cdot 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>.

Все спектры характеризуются двумя температурами. Кроме того, они имеют одну особенность, находящуюся в относительно мягкой области спектра ( $\leq 40$  keV): с уменьшением энергии квантов наблюдается спад спектральной интенсивности. Значительное снижение, более чем в 60 раз, интенсивности мягкого рентгеновского излучения подтверждает и отсутствие изображения мишени в рентгеновских лучах со средней энергией квантов 0.25 keV на многоканальной камере-обскуре. Такое поведение спектра в мягкой области заметно отличается от опытов при  $I \approx 10^{17}$  W/cm<sup>2</sup>, проведенных нами ранее [6], в которых с уменьшением энергии квантов интенсивность в спектре возрастала по крайней мере до 0.24 keV.

При измерении ЖРИ из Sn-мишени в детектор с Cd-фильтром кроме непрерывного спектра проходит и линия  $K_{\alpha}$ Sn (25.3 keV), возбуждаемая быстрыми электронами в холодном веществе мишени. При совместной обработке сигналов детекторов с различными фильтрами из сигнала детектора с Cd-фильтром можно выделить часть сигнала, обусловленную линией  $K_{\alpha}$ Sn, и рассчитать выход энергии линии относительно лазерной энергии на мишени.

В таблице представлены некоторые результаты измерения электронной температуры и выхода ЖРИ.

Мишень: материал, толщина, в $\mu\text{m}$	Энергия на мишени $E_{l_{\text{las}}}$ , J	Интенсивность на мишени, $I$ , W/cm <sup>2</sup>	Температура быстрых электронов		Выход ЖРИ, $E_{\alpha}/E_{l_{\text{las}}}$ , отн.ед. для энергий квантов		Выход линии $K_{\alpha}$ ( $E_{K_{\alpha}}/E_{l_{\text{las}}}$ ), отн.ед.
			$T_1$	$T_2$	$> 20 \text{ KeV}$	$> 200 \text{ keV}$	
Sn, 650	12	$4.4 \cdot 10^{18}$	30	420	$3.9 \cdot 10^{-4}$	$2.7 \cdot 10^{-5}$	$8.5 \cdot 10^{-5}$
Sn, 110	12.3	$5 \cdot 10^{18}$	30	200	$3.8 \cdot 10^{-4}$	$2.8 \cdot 10^{-5}$	$6.5 \cdot 10^{-5}$
Sn, 650	3	$1.5 \cdot 10^{18}$		270		$1 \cdot 10^{-5}$	$9.5 \cdot 10^{-5}$
Al, 100	9.1	$3.5 \cdot 10^{18}$	20	280	$4.4 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-5}$	

По выходам ЖРИ, полученным при измерениях спектра, оценен выход быстрых электронов с энергией  $> 15 \text{ keV}$ , который для мишеней из Sn составил  $0.015\text{--}0.04 E_{\text{las}}$ .

Для определения выхода быстрых электронов в определенных спектральных областях использовались детекторы с фильтрами из Pb с толщиной 1.26, 3.33 и  $8.84 \text{ g/cm}^2$ , соответственно. Детектором с фильтром толщиной  $1.26 \text{ g/cm}^2$  измерялся выход электронов с энергией  $> 2.7 \text{ MeV}$ , толщиной  $3.33 \text{ g/cm}^2$  – с энергией  $> 7.6 \text{ MeV}$  и толщиной  $8.84 \text{ g/cm}^2$  – с энергией  $> 22 \text{ MeV}$ . Вклад в сигнал детектора от ЖРИ, проходящего через соответствующий фильтр, определялся как и для спектра ЖРИ, другим детектором с добавлением к Pb-фильтру фильтра из Be толщиной  $3.5 \text{ g/cm}^2$ . Этот вклад составлял не более 10% для детектора с фильтром толщиной  $1.26 \text{ g/cm}^2$ , а с фильтром толщиной  $3.33 \text{ g/cm}^2$  – отсутствовал.

Измерения выхода электронов показали, что во всех опытах сигнал с детектора с Pb-фильтром  $8.84 \text{ g/cm}^2$  отсутствовал, то есть в спектре не было электронов с энергией  $> 22 \text{ MeV}$ . Следует также отметить, что сигналы с детекторов, установленных с разных сторон мишени, отличались не более чем в 2 раза.

Для построения спектра и пространственного распределения разлета быстрых электронов необходимо увеличить количество каналов измерения. Имеющиеся данные позволили лишь грубо оценить количество электронов с энергией  $> 2.7 \text{ MeV}$  и уносимую ими энергию: в опыте с мишенью Sn  $650 \mu\text{m}$  при  $E_{\text{las}} = 12 \text{ J}$  (см. таблицу) количество таких электронов составило  $\approx 1.5 \cdot 10^9$ , а унесенная ими энергия –  $\approx 12 \cdot 10^{-3} \text{ J}$ .

Основная часть ионных измерений была проведена с мишенями из Al. Измерения, приведенные ранее, а также оценки, проведенные аналогично [7], показали, что быстрая ионная компонента в основном состоит из протонов, максимальная скорость которых  $\approx 10^9 \text{ cm/s}$ , а максимальная энергия –  $\approx 0.55 \text{ MeV}$ .

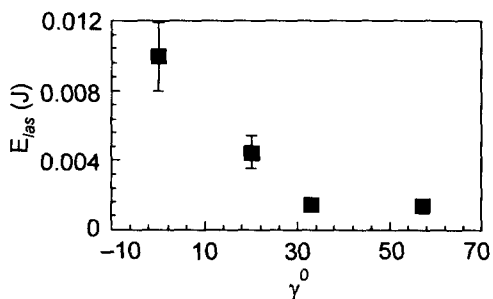


Рис.3. Пространственное распределение разлета быстрых ионов: мишень Al,  $I \approx 5 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2$  (по оси абсцисс угол вылета относительно нормали к мишени, по оси ординат – доля энергии лазера, унесенной быстрыми ионами)

Причиной появления протонов (а также и ионов C) на Al-мишени является адсорбция водяных паров или химические следы полировки поверхности мишени. Пространственные измерения разлета быстрых ионов показывают (рис.3), что разлет происходит преимущественно в направлении нормали мишени.

Интегрирование ионных спектров позволило получить коэффициент преобразования лазерной энергии в быстрые ионы со скоростью  $> 10^8 \text{ cm/s}$  (1–3%), что является оценкой снизу, так как расчет сделан в предположении, что быстрая ионная компонента представлена протонами.

Таким образом, при облучении твердотельных мишеней пикосекундным лазерным импульсом с интенсивностью на мишени  $\leq 5 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2$  получены следующие результаты.

Измерены спектры жесткого рентгеновского излучения в диапазоне энергий 20–1000 keV. Спектры имеют двухтемпературный вид. Первая температура составляет 20–30 keV, вторая – 200–400 keV. Обнаружено снижение интенсивности спектра при энергиях квантов  $\leq 40 \text{ keV}$ .

Показана работоспособность методики детектирования покидающих плазму быстрых электронов на основе использования полупроводниковых детекторов с серыми фильтрами из Рb. Такие детекторы могут размещаться прямо на мишенной камере или вблизи ее.

Обнаружены покинувшие плазму быстрые электроны с энергией выше 8 MeV.

Прямыми измерениями электронной компоненты оценены количество быстрых электронов с энергией  $> 2.7 \text{ MeV}$  ( $\approx 1.5 \cdot 10^9$ ) и энергия, уносимая ими из плазмы,  $\approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ J}$  при  $E_{\text{лаз}} = 12 \text{ J}$  и мишени из Sn толщиной 650  $\mu\text{m}$ .

По спектрам ЖРИ оценен коэффициент конверсии лазерного излучения в быстрые электроны с энергией  $> 15 \text{ keV}$ : 1.5–4%.

Экспериментально показано, что разлет быстрых ионов имеет преимущественное направление вдоль нормали к мишени. Доля лазерной энергии, преобразованной в энергию быстрых ионов, составляет 1–3%.

- 
1. А.А.Андреев, А.А.Мак, В.Е.Яшин, Квантовая электроника **24**, 99 (1997).
  2. H.Ruhl, Y.Sentoku, K.Mima et al., Phys. Rev. Letts. **82**, 743 (1999).
  3. F.N.Beg and A.R.Bell, Phys. Plasmas **4**, 447 (1997).
  4. В.Ю.Быченков, В.Т.Тихончук, С.В.Толоконников, ЖЭТФ **115**, 2080 (1999).
  5. В.Г.Бородин, В.М.Комаров, В.А.Малинов и др., Квантовая электроника **29**(2), 101 (1999).
  6. А.Л.Запысов, В.Г.Бородин, О.Н.Гилев и др., Физика плазмы **24**, 157 (1998).
  7. А.А.Андреев, В.М.Комаров, А.Г.Самсонов, Квантовая электроника **19**, 709 (1992).