

УДК 533.9.082

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕНТГЕНОВСКИХ СПЕКТРОВ НА УСТАНОВКЕ СОКОЛ-П ПРИ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ 10^{17} — 10^{19} Вт/см²

В.И. Афонин, Д.А. Вихляев, Д.С. Гаврилов, А.Г. Какишин, Е.А. Лобода, В.Ю. Политов, А.В. Потапов, К.В. Сафронов, П.А. Толстоухов (Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский НИИ технической физики им. академика Е.И. Забабахина, Снежинск, Россия)

В статье представлены результаты исследований спектров мягкого и жёсткого рентгеновского излучения из мишеней Al, Cu и Ag в диапазоне энергий квантов $\varepsilon = 0,6$ —3000 кэВ при интенсивности лазерного излучения от 10^{17} до 10^{19} Вт/см². Определена температура тепловой и горячей части электронов $T_1 = 0,6$ кэВ ($0,6 < \varepsilon < 4,5$ кэВ), $T_2 = 68$ кэВ ($25 < \varepsilon < 90$ кэВ) и $T_3 = 600$ кэВ ($\varepsilon > 100$ кэВ).

Ключевые слова: лазерная плазма, рентгеновское излучение, конверсионная эффективность.

X-RAY SPECTRA STUDY USING THE INTENSITY OF LASER RADIATION OF 10^{17} — 10^{19} W/CM² AT SOKOL-P FACILITY. V.I. AFONIN, D.A. VIKHLYAEV, D.S. GAVRILOV, A.G. KAKSHIN, E.A. LOBODA, V.Yu. POLITOV, A.V. POTAPOV, K.V. SAFRONOV, P.A. TOLSTOUKHOV. Results of the investigation of soft and hard x-ray spectra produced from Al, Cu, and Ag targets in the quanta energy range of $\varepsilon = 0.6$ —3000 keV using the laser radiation intensities of 10^{17} — 10^{19} W/cm² are presented. The temperature of thermal and hot electrons was found to be $T_1 = 0.6$ keV ($0.6 < \varepsilon < 4.5$ keV), $T_2 = 68$ keV ($25 < \varepsilon < 90$ keV) и $T_3 = 600$ keV ($\varepsilon > 100$ keV).

Keywords: laser plasma, x-ray radiation, energy conversion efficiency.

ВВЕДЕНИЕ

При взаимодействии высокоинтенсивного лазерного излучения (ЛИ) ультракороткой длительности с твердотельной мишенью в тонком слое на поверхности мишени образуется горячая и плотная плазма. За счёт бесстолкновительного поглощения в плазме формируется быстрый (горячий) электронный компонент с немаксвелловским распределением по энергии. Так, при лазерных плотностях потоков 10^{17} — 10^{19} Вт/см² энергия быстрых электронов может достигать значений несколько десятков килоэлектронвольт [1]. Быстрые электроны, тормозясь в мишени, создают непрерывное рентгеновское излучение. Абсолютные измерения спектров рентгеновского излучения (РИ) мишеней в широком спектральном диапазоне дают важную информацию как о параметрах плазмы, так и о нестационарных процессах, протекающих в ней. Кроме того, интенсивное ультракороткое лазерное излучение может использоваться для создания плазменных рентгеновских источников в прикладных целях [1, 2].

Для описания процессов, происходящих в лазерной плазме, обычно используются две функции распределения электронов по скоростям и, соответственно, две электронные температуры. Распределение тепловой части электронов описывается температурой T_e , которая обычно не превышает 1 кэВ. Распределение горячей части описывается температурой T_{hot} , которая характеризует среднюю энергию горячих электронов и описывает экспоненциальную высокоэнергетическую часть распределения электронов.

Многочисленные экспериментальные исследования 1990-х годов, проводимые в ведущих мировых лазерных центрах, а также результаты PIC-моделирования (метод частиц в ячейке) позволили сформулировать несколько интерполяционных скейлингов $T_{\text{hot}}(I)$ в различных диапазонах значений лазерной интенсивности I , наиболее популярными среди которых являются следующие [3, 4]:

$$T_{\text{hot}} \text{ (кэВ)} \cong 100 \left(I \left[10^{17} \text{ Вт/см}^2 \right] \lambda^2 \right)^{1/3};$$

$$T_{\text{hot}} \text{ (кэВ)} \cong 511 \left(\left(1 + I \left[10^{18} \text{ Вт/см}^2 \right] \lambda^2 / 1,37 \right)^{1/2} - 1 \right),$$

где λ — лазерная длина волны, мкм.

Первая зависимость является обобщением результатов численного моделирования резонансного поглощения лазерной энергии в приповерхностных слоях мишени, вторая представляет собой просто энергию осцилляций электрона в интенсивном световом поле. Резонансное поглощение происходит благодаря линейной трансформации поперечных электромагнитных волн в продольные плазменные. На определённой глубине, где концентрация плазмы близка к критической для падающего электромагнитного поля,

происходит резонансное преобразование энергии лазерного излучения в энергию сильно затухающих собственных плазменных колебаний. При $I \geq 10^{18}$ Вт/см² обе эти зависимости дают достаточно близкие значения температуры быстрых электронов, однако в области умеренных потоков облучения они расходятся.

Мягкое РИ в высокотемпературной плазме формируется за счёт теплового электронного компонента T_e . Жёсткое РИ связано с формированием горячих электронов, температура T_{hot} которых быстро растёт с повышением интенсивности греющего лазерного импульса. Изучение спектров жёсткого рентгеновского континуума даёт возможность определить температуру T_{hot} и получить важную информацию о преимущественных механизмах генерации горячих электронов. Температура T_{hot} обычно измеряется по наклону непрерывного высокоэнергетического спектра. Для механизма вакуумного нагрева электронов [5, 6] характерно $T_{hot} \sim (I)^{1,0}$, тогда как для резонансного поглощения [7] $T_{hot} \sim (I)^{0,3}$.

На 20 ТВт пикосекундной лазерной установке СОКОЛ-П [8] проведены измерения спектров мягкого и жесткого РИ из мишеней Al, Cu и Ag в диапазоне энергии квантов 0,6—3000 кэВ при интенсивности лазерного излучения от 10^{17} до 10^{19} Вт/см².

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Измерение непрерывного спектра лазерной плазмы в диапазоне энергии 0,6—4,5 кэВ проводилось рентгеновским спектрометром на основе сферических зеркал полного внешнего отражения [9]. Спектрометр располагался с фронтальной стороны на расстоянии 32 см от мишени под углом 40° к оси ЛИ.

Измерение спектра жёсткого РИ лазерной плазмы в области энергии квантов 25—80 кэВ производилось с фронтальной стороны мишени методом *K*-фильтров спектрометром на основе полупроводниковых детекторов. Для учёта влияния квантов с энергией выше *K*-скачка фильтра использовались детекторы с фильтрами «вычета». Эти фильтры состояли из нескольких материалов. Их толщина подбиралась так, чтобы фильтр «вычета» не пропускал кванты до *K*-скачка, а при больших энергиях коэффициент пропускания совпадал с рабочим фильтром. Для защиты детекторов от быстрых электронов, покидающих лазерную плазму, чувствительность к которым высока, ко всем фильтрам дополнительно добавлялся фильтр из бериллия. Такой фильтр полностью поглощает электроны с энергией до 5 МэВ, а сигнал от рентгеновского излучения снижает всего в 1,5 раза. Параметры каналов спектрометра приведены в таблице.

Параметры рентгеновских фильтров

№ канала	Обозначение фильтра	Материал фильтра (толщина, г/см ²)	Защитный фильтр из бериллия, г/см ²	Средняя энергия пропускания фильтра, кэВ
1	In-рабочий	In(0,19)	2,1	25
2	In-вычет	Cd(0,09) + Zr(0,15) + Cu(0,05)	2,1	—
3	Gd-рабочий	Gd(0,62)	2,8	47
4	Gd-вычет	Gd(0,25) + In(0,56) + Zr(0,15) + Cu(0,09)	2,8	—
5	Ta-рабочий	Ta(0,62)	2,8	58
6	Ta-вычет	Ta(0,16) + Sn(0,99) + Cd(0,19) + Cu(0,13)	2,8	—
7	Pb-рабочий	Pb(0,95)	2,8	78
8	Pb-вычет	Pb(0,44) + Gd(0,62) + Sn(0,50) + Zr(0,07) + Cu(0,15)	2,8	—

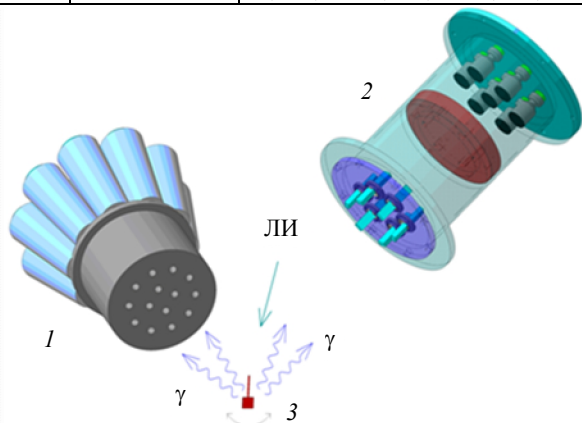


Рис. 1. Схема экспериментов по измерению тормозного рентгеновского излучения лазерной плазмы: 1 — спектрометр на основе полупроводниковых детекторов; 2 — спектрометр со сферическими зеркалами ПВО; 3 — лазерная мишень

Расстояние от мишени до входного окна детектора составляло 49 см. Спектрометр располагался под углом 30° к оси ЛИ. Жёсткое РИ с энергией квантов свыше 100 кэВ измеряли методом серых свинцовых фильтров посредством трёхканального спектрометра на основе малогабаритных фотоумножителей ФЭУ-60 со сцинтилляторами CsJ (Tl). Детекторы располагались на расстоянии 445 см от мишени под углом 45° к оси ЛИ.

Расположение рентгеновских спектрометров показано на рис. 1.

Для регистрации двумерных изображений излучающей области лазерных мишеней использовали рентгеновский микроскоп по схеме Киркпат-

рика—Баеза [10]. Объектив рентгеновского микроскопа состоит из четырех оптически эквивалентных каналов, образованных двумя парами сферических зеркал [11]. Микроскоп позволял получать одновременно изображения с девятикратным увеличением в четырёх узких областях энергии рентгеновских квантов в диапазоне 0,3—1,5 кэВ. Схема и внешний вид рентгеновского микроскопа показаны на рис. 2, а, б.



Рис. 2. Схема (а) и внешний вид (б) четырехканального рентгеновского микроскопа: 1, 2 — юстировочные винты; 3 — диафрагма; 4 — четырехканальный объектив рентгеновского микроскопа; 5 — мишень; 6 — кронштейн

Параметры рентгеновского микроскопа:

Ширина зеркала, мм ...	4
Расстояние от мишени до центра первого зеркала, мм ...	50
Расстояние от центра второго зеркала до регистратора, мм ...	450
Входная апертура, ср ...	$7 \cdot 10^{-6}$
Коэффициент увеличения в сагиттальной плоскости Γ_1 ...	9
Коэффициент увеличения в меридиональной плоскости Γ_2 ...	8,18
Разрешающая способность в центре поля объекта, мкм ...	~ 2
Длина волны регистрируемого излучения λ , Å ...	8—45

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ СПЕКТРОВ РИ

На рис. 3 показана зависимость конверсионной эффективности η (отношение энергии мягкого рентгеновского излучения в диапазоне 0,8—3 кэВ к энергии лазерного излучения) от интенсивности ЛИ для различных типов мишеней. Интенсивность ЛИ изменялась путем варьирования диаметра пятна фокусировки от опыта к опыту в пределах 7—50 мкм. В экспериментах с мишенями Cu толщиной 35 мкм (Cu (35 мкм)) и Ag (200 мкм) ЛИ было направлено по нормали к мишени, а с Al (780 нм), Al (5 мкм) и Cu (1,2 мм) угол падения ЛИ относительно нормали к их поверхности составлял 45° , -13° и 45° соответственно. Положительные углы соответствуют повороту мишени вокруг своей оси в сторону спектрометра жесткого РИ (см. рис. 1). В экспериментах с мишенями Al (780 нм), помимо интенсивности, изменялся контраст k ЛИ. Во всех других экспериментах контраст ЛИ был более 10^{11} .

На рис. 3 видно, что выход мягкого РИ из мишеней Al (780 нм) зависит в основном от контраста ЛИ. Ранее с помощью рентгеновского микроскопа было обнаружено, что на изображениях мишеней толщиной менее 1 мкм в центре светящейся области присутствует светлое пятно (рис. 4), причём размер этого пятна тем больше, чем тоньше мишень.

На рис. 5 представлены денситограммы приведенных изображений, из которых видно, что размер всей светящейся области не зависит от толщины мишени.

По всей видимости, мишень прогорает сразу после взаимодействия с ЛИ, это может быть вызвано уносом материала мишени в пучке ускоренных ионов. Экспериментально измеренная

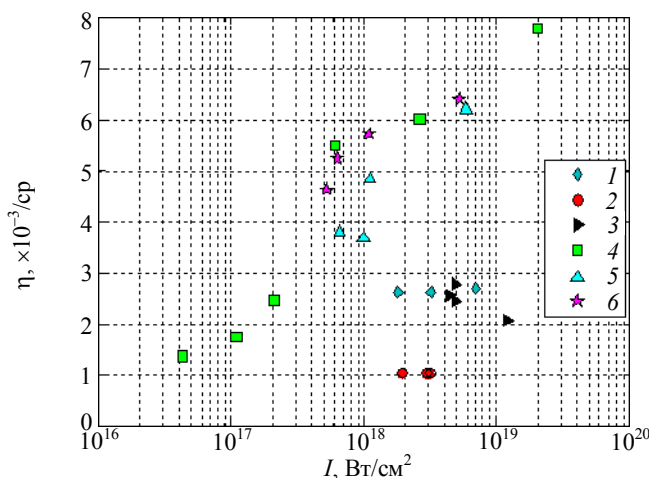


Рис. 3. Зависимость конверсионной эффективности от интенсивности ЛИ: 1 — Al (780 нм), $k < 10^6$; 2 — Al (780 нм), $k > 10^{11}$; 3 — Al (5 мкм); 4 — Cu (35 мкм); 5 — Cu (1,2 мм); 6 — Ag (200 мкм)

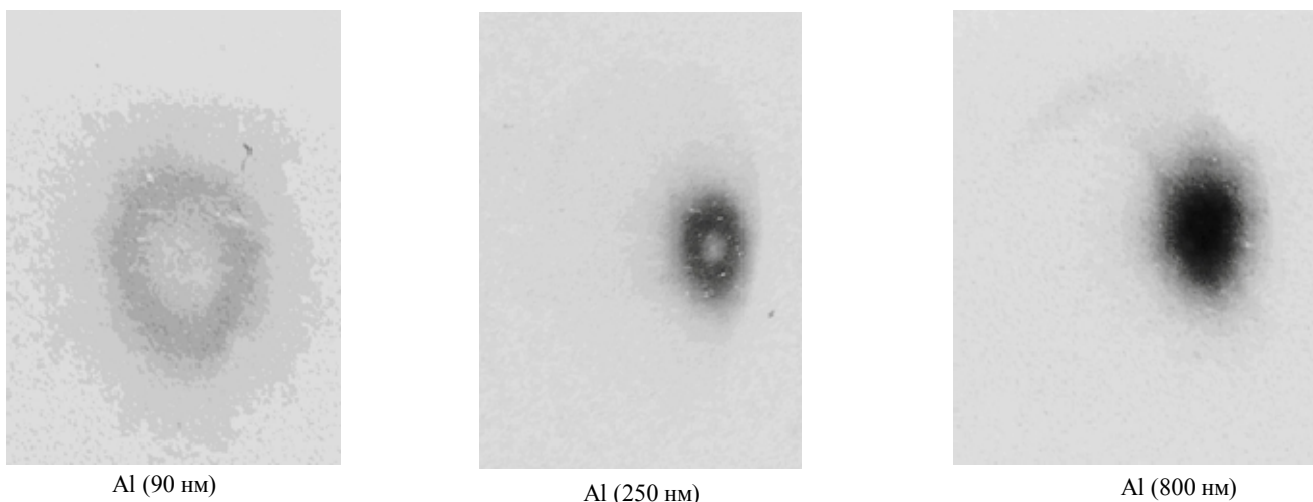


Рис. 4. Изображение излучающей области мишени ($\epsilon \sim 0,3$ кэВ)

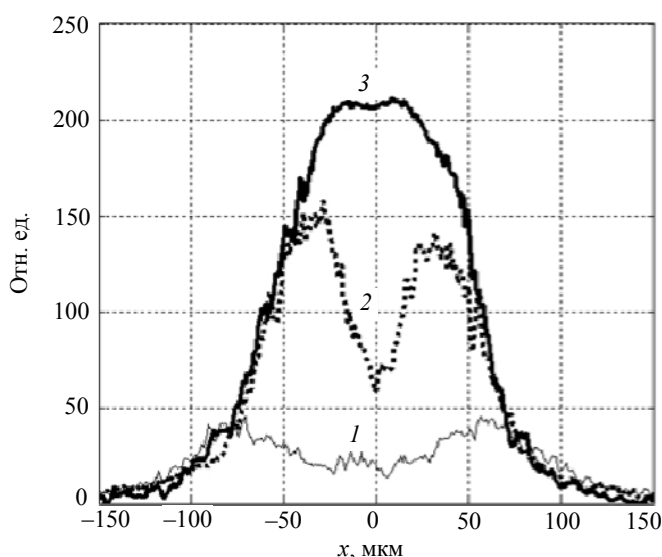


Рис. 5. Денситограммы изображений, представленных на рис. 4: 1 — 90 нм; 2 — 250 нм; 3 — 800 нм

электронам в предварительно нагретом веществе происходит более эффективно [13].

В экспериментах по измерению жёсткого РИ использовались мишени Cu (1,2 мм). Погрешность измерений составляла 20%. Варьирование диаметра пятна фокусировки от опыта к опыту в пределах 7—50 мкм позволило исследовать поведение спектров РИ при различных интенсивностях ЛИ. На рис. 6

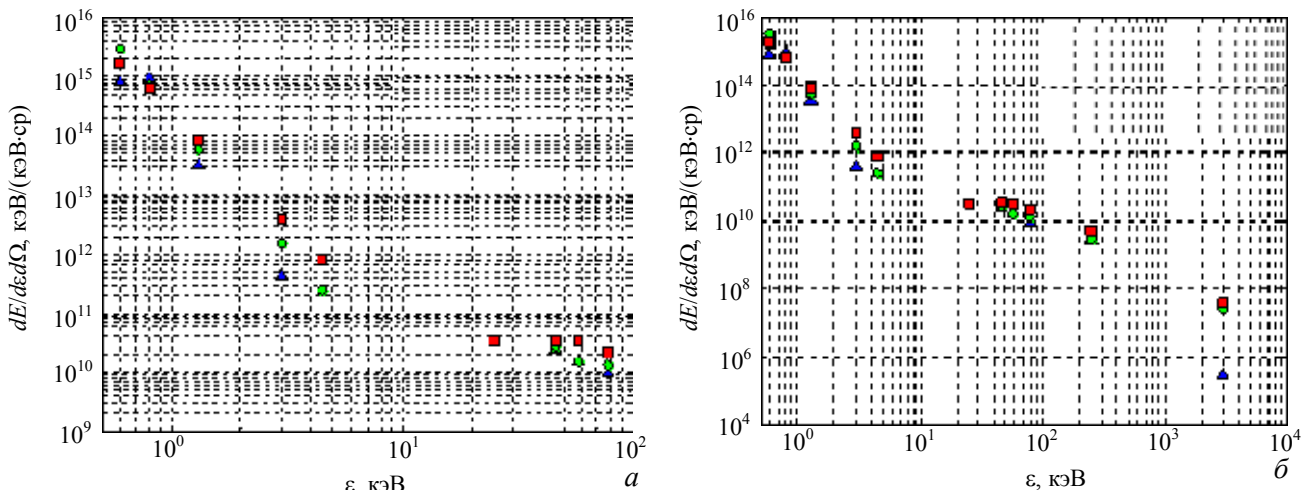


Рис. 6. Спектральные распределения рентгеновского излучения из медных мишеней при различной интенсивности ЛИ: \blacktriangle — $9,8 \cdot 10^{17}$; \bullet — $3,0 \cdot 10^{18}$; \blacksquare — $1,2 \cdot 10^{19}$ Вт/см²

длительность РИ составляет 10—50 пс [12]. Спектрометр регистрирует РИ, испускаемое не из фокального пятна, а из прилегающей к нему области, прогретой заряженными частицами. Этим можно объяснить слабую зависимость конверсионной эффективности от интенсивности ЛИ.

При низком значении контраста $k < 10^6$ конверсионная эффективность в 2,5 раза выше, чем при $k > 10^{11}$. Температура электронов T_e в светящейся кольцевой области при $k < 10^6$ и $k > 10^{11}$ составляет $\sim 0,44$ и $0,34$ кэВ соответственно. При низком контрасте ЛИ осуществляет предварительный нагрев вещества мишени. Так как основной механизм поглощения ЛИ при интенсивности 10^{17} — 10^{19} Вт/см² — резонансное поглощение, когда частота плазменных колебаний электронов совпадает с частотой ЛИ, то передача энергии ЛИ

представлены спектральные распределения мягкого и жёсткого рентгеновского излучения из медных мишеней толщиной 1,2 мм при различной интенсивности ЛИ.

Спектральное распределение мягкого рентгеновского излучения в диапазоне энергии 0,6—4,5 кэВ характеризуется эффективной температурой электронов $T_e \sim 0,4—0,6$ кэВ.

При обработке спектра жёсткого РИ ($25 \text{ кэВ} < \varepsilon < 90 \text{ кэВ}$) было установлено, что температура быстрых электронов изменяется от $T_{\text{hot}} = 34 \text{ кэВ}$ при $I = 9,8 \cdot 10^{17} \text{ Вт/см}^2$ до 68 кэВ при $I = 1,2 \cdot 10^{19} \text{ Вт/см}^2$, что соответствует $T_{\text{hot}} \sim (I\lambda^2)^{0,3}$. Следовательно, механизм генерации горячих электронов — резонансное поглощение [7]. Спектральное распределение рентгеновского излучения ($\varepsilon > 100 \text{ кэВ}$) характеризуется эффективной температурой электронов в сотни кэВ, меняющейся от значения $T_{\text{hot}} = 300 \text{ кэВ}$ при $I = 9,8 \cdot 10^{17} \text{ Вт/см}^2$ до 600 кэВ при $I = 1,2 \cdot 10^{19} \text{ Вт/см}^2$, что также соответствует $T_{\text{hot}} \sim (I\lambda^2)^{0,3}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На 20 ТВт пикосекундной лазерной установке СОКОЛ-П проведено измерение спектров мягкого и жёсткого РИ из мишеней Al (780 нм), Cu (35 мкм и 1,2 мм) и Ag (200 мкм) в диапазоне энергии квантов 0,6—3000 кэВ при интенсивности лазерного излучения от 10^{17} до 10^{19} Вт/см^2 .

Спектр мягкого РИ характеризуется эффективной температурой электронов $T_e \sim 0,4—0,6$ кэВ.

Температура быстрых электронов, определённая по наклону спектра жёсткого РИ ($25 \text{ кэВ} < \varepsilon < 90 \text{ кэВ}$), изменяется от $T_{\text{hot}} = 34 \text{ кэВ}$ при $I = 9,8 \cdot 10^{17} \text{ Вт/см}^2$ до 68 кэВ при $I = 1,2 \cdot 10^{19} \text{ Вт/см}^2$. Спектральное распределение рентгеновского излучения ($\varepsilon > 100 \text{ кэВ}$) характеризуется эффективной температурой электронов в сотни кэВ, меняющейся от значения $T_{\text{hot}} = 300 \text{ кэВ}$ при $I = 9,8 \cdot 10^{17} \text{ Вт/см}^2$ до 600 кэВ при $I = 1,2 \cdot 10^{19} \text{ Вт/см}^2$.

По зависимости T_{hot} от интенсивности ЛИ можно сделать вывод, что основным механизмом генерации горячих электронов при $I = 10^{17}—10^{19} \text{ Вт/см}^2$ является резонансное поглощение.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gibbon P., Forster E. Short-pulse laser plasma interactions.— Plasma Phys. Control. Fusion, 1996, vol. 38, p. 769—793.
2. Gibbon P. Short pulse laser interaction with matter. World Scientific Pub Co Inc, 2005.
3. Hall T.A., Ellwi S., Batani D. et al. — Phys. Rev. Lett., 1998, vol. 81, p. 1003.
4. Wilks S.C., Kruer W.I., Tabak M. et al. — Phys. Rev. Lett., 1992, vol. 69, p. 1383.
5. Brunel F. — Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 59, p. 52.
6. Gibbon P., Bell A.R. — Phys. Rev. Lett., 1992, vol. 68, p. 1535.
7. Meyerhofer D.D., Chen H., Delettrez J.A. et al. — Phys. Fluids B, 1993, vol. 5, p. 2584.
8. Andriyash A.V., Vikhlyayev D.A., Gavrilov D.S. et al. The spectral-angular distribution measurements of fast protons from the rear side of a target in experiments on the SOKOL-P facility at laser intensity of 10^{19} W/cm^2 . — In: Abstracts of 50th APS-DPP 2008. Bulletin of the American Physical Society, vol. 53, № 14, p. 153.
9. Вихляев Д.А., Гаврилов Д.С., Елисеев М.В. и др. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2010, вып. 2, с. 69—75.
10. Kirkpatrick P., Baez A.V. — J. Opt. Soc. Amer., 1948, vol. 38, № 9, p. 766—774.
11. Сьюард Ф., Дент Ж., Бойл М. и др. — Приборы для научных исследований, 1976, № 4, с. 63.
12. Workman J., Maksimchuk A., Liu X. et al. Picosecond soft-x-ray source from subpicosecond laser-produced plasmas. — J. Opt. Soc. Am. B, 1996, vol. 13 (1), p. 125—131.
13. Kmetec J.D. et al. — Phys. Rev. Lett., 1992, vol. 68, p. 1527.

Статья поступила в редакцию 24 декабря 2010 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2011, вып. 1, с. 63—67.