

Влияние атомного состава мишени на выход жесткого некогерентного рентгеновского излучения из фемтосекундной лазерной плазмы

Р.В.Волков **, В.М.Гордиенко *, П.М.Михеев *, А.Б.Савельев *

Исследована зависимость выхода жесткого некогерентного рентгеновского излучения из фемтосекундной плотной лазерной плазмы от атомного состава мишени. Показано, что для элементов с атомными номерами Z от 14 (Si) до 73 (Ta) конверсия лазерного излучения в рентгеновский диапазон с энергией квантов свыше 8 кэВ зависит от атомного номера мишени как $Z^{3/2}$. Установлено, что температура «горячего» электронного компонента, формируемого в плазме, слабо зависит от атомного состава мишени и составляет ~ 4 кэВ для мишеней из Si ($Z=14$) и Ta ($Z=73$) при интенсивности лазерного излучения $\sim 10^{16}$ Вт/см².

Ключевые слова: фемтосекундная лазерная плазма, рентгеновское излучение, «горячие» электроны.

Исследование возможностей увеличения выхода жесткого рентгеновского излучения из фемтосекундной высокотемпературной плотной лазерной плазмы представляет большой интерес с точки зрения эффективной генерации импульсов некогерентного рентгеновского излучения сверхкороткой длительности, необходимых для рентгеновской спектроскопии с высоким временным разрешением, возбуждения низколежащих ядерных уровней в плотной плазме и задач нелинейной рентгеновской оптики.

Повышение эффективности генерации рентгеновского излучения возможно как при оптимизации характеристик (интенсивности, длительности, контраста) лазерного излучения на поверхности мишени, так и при оптимальном подборе атомного номера вещества мишени.

Исследования зависимости конверсии лазерного излучения в мягкий рентгеновский диапазон (с энергией квантов до 1.2 кэВ) от атомного номера вещества мишени Z проводились в [1, 2]. Было установлено, что длительность импульса мягкого рентгеновского излучения слабо зависит от типа мишени и составляет порядка 4–6 пс [1], светимость плазмы в области энергий 0.8–1.2 кэВ также слабо зависит от типа мишени, в то время как эффективность преобразования энергии в спектральный интервал 200–300 эВ может изменяться в 3–5 раз. Это связано с тем, что максимальная спектральная светимость плазмы наблюдалась для элементов, у которых потенциалы ионизации электронных оболочек составляли 200–300 эВ [3].

Естественно ожидать увеличения выхода рентгеновского излучения фемтосекундной лазерной плазмы и в более коротковолновом спектральном диапазоне при возрастании атомного номера вещества мишени. В фемтосекундной лазерной плазме жесткое некогерентное рентгеновское излучение возникает, в основном, в результате

неупругого, тормозного рассеяния «горячих» электронов на атомах. «Горячие» электроны, возникающие в скин-слое, проникают в глубь мишени и излучают рентгеновские кванты с энергией до сотен килоэлектронвольт. Длительность импульса жесткого рентгеновского свечения плазмы сопоставима с длительностью лазерного импульса и, по существу, определяется временем существования «горячих» электронов.

Целью настоящей работы было экспериментальное исследование зависимостей выхода жесткого рентгеновского излучения из фемтосекундной плотной плазмы и температуры «горячего» электронного компонента от атомного номера вещества мишени.

1. Схема и методика эксперимента

В экспериментах исследовалось излучение фемтосекундной лазерной системы, описанной в [4]. Схема эксперимента по регистрации выхода рентгеновского излучения из плазмы приведена на рис.1. Лазерное излучение с

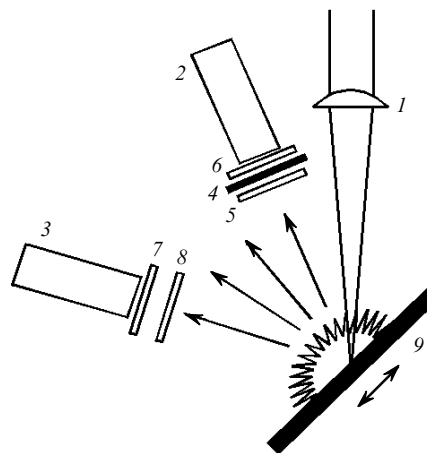


Рис.1. Схема эксперимента по регистрации выхода рентгеновского излучения из мишени:

1 – объектив; 2, 3 – сцинтилляционные детекторы; 4 – сменный дополнительный фильтр; 5–8 – фильтры из Ве толщиной 100 мкм; 9 – мишень.

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

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

Табл.1. Состав и спектральные характеристики фильтров.

Номер фильтра	Состав фильтра	ΔE (кэВ)
I	200 мкм Ве + 300 мкм Al	свыше 8.7
II	200 мкм Ве + 1 мкм Al	свыше 13.1
III	200 мкм Ве + 13 мкм Та	9.0–9.8 и свыше 15.5
IV	200 мкм Ве + 26 мкм Та	свыше 20.2
V	200 мкм Ве	свыше 2.5

Примечание: ΔE – интервал пропускания фильтров по уровню 0.05.

р-поляризацией фокусировалось на поверхность мишени безаберрационным объективом с фокусным расстоянием 6 см (диаметр перетяжки 3 мкм) под углом 45° к нормали, что позволило получить интенсивность на мишени до $5 \cdot 10^{16}$ Вт/см² при длительности импульса 200 фс.

Для регистрации жесткого рентгеновского излучения в интегральном по времени режиме использовались два сцинтилляционных детектора 2 и 3 на базе ФЭУ-119 и сцинтиллятора NaI (Тl), расположенных вне камеры взаимодействия. Калибровка детекторов проводилась по излучению рентгеновского источника ⁵⁵Fe, испускающего кванты с энергией 5.9 кэВ.

Для определения эффективности преобразования лазерной энергии в различные спектральные диапазоны рентгеновского излучения перед детектором 2 располагались полосовые рентгеновские фильтры, характеристики которых приведены в табл.1 и на рис.2. Детектор 3 работал в режиме измерения интегральной эффективности преобразования в рентгеновский диапазон с энергией квантов более 2.5 кэВ. Сигналы с детекторов поступали на входы зарядочувствительных усилителей многоканального АЦП и затем обрабатывались с помощью компьютера.

Мишень находилась в вакуумной камере при давлении $10^{-2} - 10^{-3}$ Тор и смещалась после каждой вспышки. Точная фокусировка лазерного излучения на поверхность мишени производилась по максимуму выхода жесткого рентгеновского излучения.

2. Результаты экспериментов

С целью измерения относительной эффективности преобразования лазерной энергии в различные спектральные диапазоны была выполнена серия экспериментов по сравнению параметров плазмы из Si ($Z = 14$) и

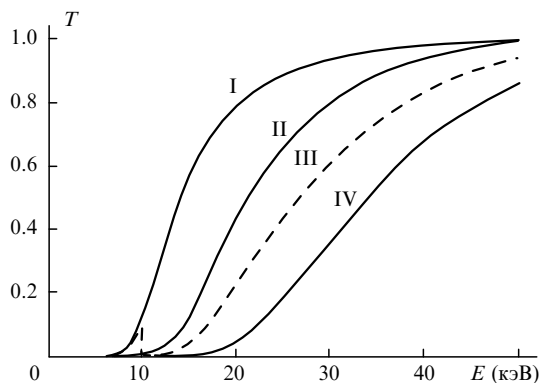


Рис.2. Зависимости коэффициента пропускания T фильтров от энергии рентгеновских квантов E (цифры у кривых соответствуют номеру фильтра в таблице).

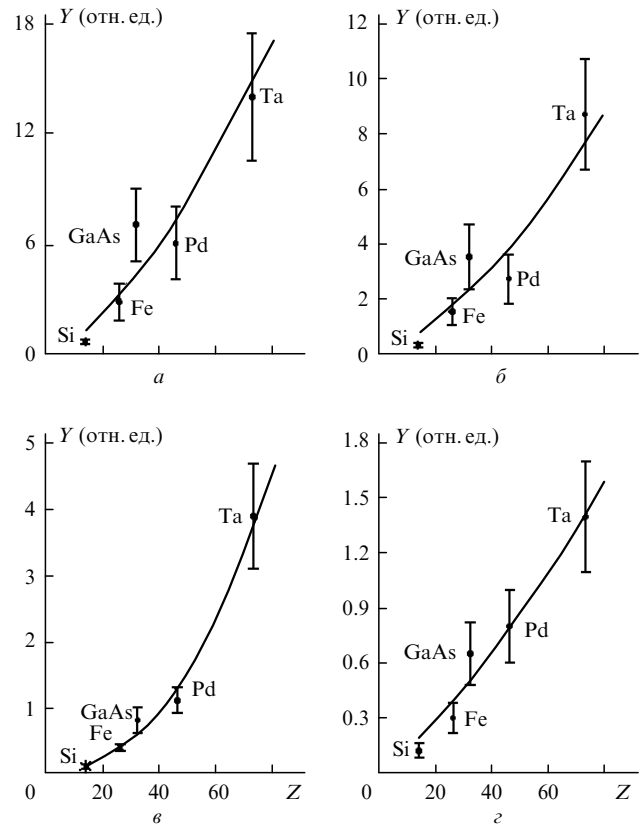


Рис.3. Зависимости выхода рентгеновского излучения Y от атомного номера вещества мишени Z в различных спектральных интервалах, полученные при использовании фильтров I (а), II (б), III (в) и IV (г) для интенсивности лазерного излучения на поверхности мишеней $\sim 2 \cdot 10^{16}$ Вт/см². Сплошные кривые – аппроксимация экспериментальных значений функцией $Y \sim Z^\alpha$, где $\alpha = 1.5$ (а, б), 1.7 (в) и 1.2 (г). Погрешность определения α равна ± 0.3 .

более тяжелых мишеней – Fe ($Z = 26$), GaAs ($Z = 31, 33$), Pd ($Z = 46$) и Та ($Z = 73$).

Оказалось, что интенсивность свечения плазмы в исследуемых спектральных диапазонах существенно зависит от атомного номера вещества мишени Z (см. рис.3). В результате аппроксимации экспериментальных зависимостей выхода жесткого рентгеновского излучения Y от Z степенной функцией было получено, что показатель степени в пределах ошибки эксперимента одинаков во всех рентгеновских областях и равен $3/2$ ($Y \sim Z^{3/2}$).

Сопоставим полученные результаты с теоретическими оценками. В работах [5–7] описываются две модели расчета эффективности генерации рентгеновского континуума. В первой модели [5, 6] рассматривается тонкий слой вещества, через который проходит пучок электронов. В этом случае имеет место обратное тормозное рассеяние, а скорость электронов изменяется незначительно. Такая модель предсказывает квадратичную зависимость энергии рентгеновского излучения от атомного номера вещества ($Y \sim Z^2$).

Во второй модели рассматривается поглощающий слой большой толщины [5, 7] (когда нельзя пренебречь потерями энергии электронами). При этом энергия излучения рентгеновского континуума плазмы прямо пропорциональна атомному номеру поглощающего вещества ($Y \sim Z$).

Для условий нашего эксперимента длина свободного пробега «горячего» электрона с температурой порядка 4 кэВ может быть оценена как $L_{fp} \approx V_e/v_{ei} \approx 50$ нм, где

$v_{ei} \sim 7 \cdot 10^{-7} n_e / T_h^{3/2}$ – частота электрон-ионных столкновений в с^{-1} ; $V_e \sim 2 \cdot 10^9 \sqrt{T_h}$ – скорость электронов в $\text{см}/\text{с}$; T_h – температура «горячих» электронов в кэВ ; $n_e \sim 10^{22} \text{см}^{-3}$ – концентрация электронов. Следовательно, нельзя пренебречь потерями энергии электронами. Таким образом, выход жесткого рентгеновского излучения должен быть пропорционален атомному номеру мишени ($Y \sim Z$).

Важно отметить, что эта модель описывает генерацию рентгеновского континуума при воздействии моноэнергетического электронного пучка. Для описания жесткого тормозного рентгеновского излучения в плазме необходимо учесть генерацию «горячих» электронов. Так как кратность ионизации лазерной плазмы k зависит от атомного номера вещества ($k \sim f(Z)$), то от него же зависит целый ряд плазменных параметров: толщина скин-слоя, концентрация свободных электронов n_e , энергия, затраченная на ионизацию одного атома, температура электронов T_h и т.п. Таким образом, зависимость выхода некогерентного рентгеновского излучения от атомного номера вещества определяется влиянием атомного состава мишени на генерацию и рассеяние «горячих» электронов в фемтосекундной лазерной плазме и может быть записана в виде $Y \sim n_e(Z) T_h(Z) Z \sim Z^\alpha$.

Экспериментально полученный показатель степени $\alpha = 3/2$, по-видимому, может быть объяснен увеличением с ростом атомного номера вещества мишени как числа генерируемых в плазме «горячих» электронов, так и их температуры.

В то же время, согласно известным теоретическим представлениям, температура «горячих» электронов зависит только от интенсивности и длины волны лазерного излучения [8, 9]. Для экспериментальной проверки этой гипотезы была разработана методика определения температуры «горячих» электронов по одновременному измерению выхода жесткого рентгеновского излучения в два различных спектральных интервала в каждой экспериментальной реализации.

3. Оценка температуры «горячих» электронов

Стандартный метод измерения температуры «горячих» электронов связан с измерением линейчатого спектра плазмы (интенсивности K_α -линии излучения) [10–12]. Другой вариант определения температуры «горячих» электронов – метод поглотителей [13, 14] – основан на измерении спектрального распределения непрерывного рентгеновского излучения лазерной плазмы. Суть метода заключается в следующем: сначала проводится серия экспериментов по измерению относительной эффективности преобразования лазерного излучения в различные спектральные рентгеновские диапазоны. Затем, исходя из известного спектра свечения лазерной плазмы и пропускания фильтров, подбирается температура, при которой наблюдается совпадение теоретической кривой с экспериментальными данными с точностью до постоянного множителя.

Главным недостатком такой схемы измерения является произвольность подбора температуры плазмы из-за необходимости вариации двух или более параметров – температуры и подгоночных коэффициентов. При этом температура электронов должна вычисляться по совокупности экспериментальных реализаций, а следовательно, необходимо обеспечить высокую воспроизводимость экспериментальных результатов.

Для интерпретации результатов эксперимента требуется экспресс-метод определения температуры «горячего» электронного компонента в каждой экспериментальной реализации. С этой целью нами был модифицирован изложенный выше метод поглотителей. Главное условие его экспериментальной реализации связано с наличием двух рентгеновских детекторов с линейным откликом в диапазоне измеряемых величин и равными чувствительностями (или известным их отношением).

Пусть свечение плазмы одновременно регистрируется двумя детекторами с использованием двух различных полосовых фильтров, которые имеют коэффициенты пропускания $T_1(E)$ и $T_2(E)$ для рентгеновских квантов с энергией E . Тогда для амплитуд сигнала детектора можно записать выражение

$$S_{1,2} = G(T_h, Z, n_e) \int T_{1,2}(E) F(T_h, E) dE,$$

где $F(T_h, E)$ – спектральная плотность мощности излучения лазерной плазмы в конкретной экспериментальной реализации; $G(T_h, Z, n_e)$ – функция, описывающая состояние плазмы. Отношение сигналов этих детекторов

$$r(T_e) = \frac{S_1}{S_2} = A \frac{\int T_1(E) F(T_h, E) dE}{\int T_2(E) F(T_h, E) dE},$$

где коэффициент A определяется отношениями чувствительностей детекторов и телесных углов регистрации.

В приведенной процедуре определения электронной температуры необходима априорная информация о спектральной плотности мощности плазмы $F(T_h, E)$. Согласно [15] в приближении максвелловского распределения «горячих» электронов спектральные плотности мощности тормозного и рекомбинационного излучений свободно-свободных (F_{ff}) и свободно-связанных (F_{fb}) переходов при энергии кванта $E > E_1$ (E_1 – энергия рекомбинации свободного электрона на ионе с максимальной кратностью) хорошо описываются следующим выражением:

$$F_{ff,fb}(T_h, E) \sim C_{ff,fb}(T_h) e^{-E/T_h},$$

где C_{ff} и C_{fb} – не зависящие от энергии рентгеновского кванта множители. Если в полосу пропускания одного из фильтров попадает излучение с энергией кванта, соответствующей рекомбинационному краю вещества ($E < E_1$), то возникает необходимость учета этой энергии, а возможно, и энергий последующих рекомбинационных краев E_2, E_3, \dots . В этом случае спектральные плотности мощности можно записать в виде

$$F_{ff,fb}(T_h, E) \sim C_{ff,fb}(T_h) \left[e^{-(E-E_1)/T_h} + \alpha_2(T_h) e^{-(E-E_2)/T_h} + \alpha_3(T_h) e^{-(E-E_3)/T_h} + \dots \right],$$

где α_i – отношение максимумов энергий квантов, соответствующих i -му и первому рекомбинационному краю. Константы α_i существенным образом зависят от параметров плазмы. Поскольку измеряемый интервал энергий квантов жесткого рентгеновского излучения соответствует рекомбинационным K- и L-краям, то достаточен

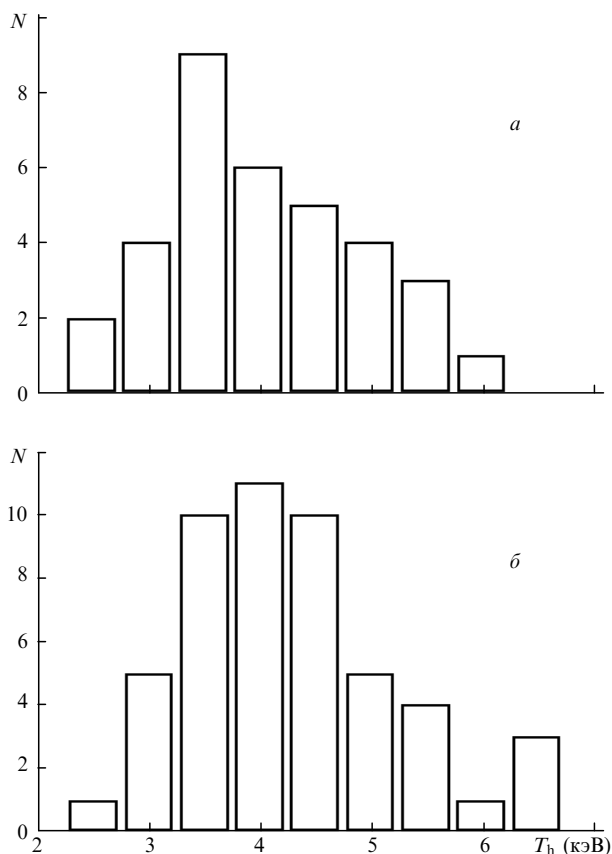


Рис.4. Гистограммы температуры T_h «горячего» электронного компонента в плазме из Si (а) и Ta (б) при интенсивности лазерного излучения $2 \cdot 10^{16}$ Вт/см².

учет только двух-трех слагаемых в приведенной выше сумме. Использование двух и более пар различных полосовых фильтров в описанной выше методике позволяет определить подгоночные параметры по согласованию электронных температур, полученных для различных пар фильтров в каждой экспериментальной реализации.

В серии экспериментов для мишеней из кремния (34 измерения) и тантала (50 измерений) были получены температуры «горячего» электронного компонента при интенсивности лазерного излучения $\sim 2 \cdot 10^{16}$ Вт/см² (рис.4). Разброс температур связан, в первую очередь, с плохой воспроизводимостью пространственной моды, энергии и длительности импульса лазерного излучения в различных экспериментальных реализациях. Из построенных гистограмм были определены наиболее вероятные температуры «горячих» электронов 4.0 ± 0.8 кэВ для Si ($Z = 14$) и 4.2 ± 0.6 кэВ для Ta ($Z = 73$). Таким образом, температуры «горячего» электронного компонента для мишеней из Si и Ta совпадают в пределах экспериментальной ошибки.

Следует отметить, что в [16] температура «горячих» электронов, по-видимому, оценивалась аналогичным способом, однако методика определения описана не была. К тому же в [16] была получена более сильная зависимость температуры «горячего» электронного компонента от интенсивности лазерного излучения $T_h \sim I^\beta$ (где $\beta = 1 - 1.5$) по сравнению с известными теоретическими и экспериментальными зависимостями [8, 9], что, на наш взгляд, указывает на неточную калибровку регистрирующей аппаратуры в этих экспериментах.

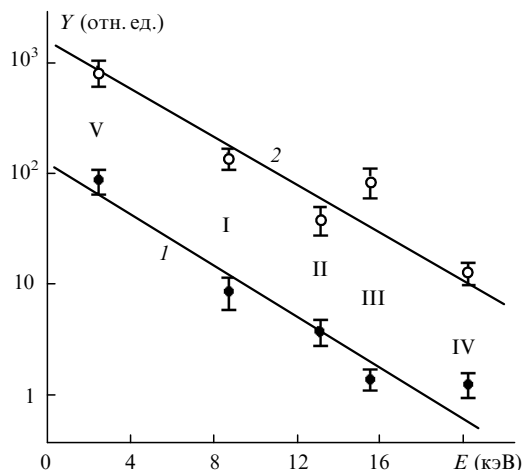


Рис.5. Выход рентгеновского излучения Y в диапазонах с энергиями квантов свыше E , определяемыми пропусканием фильтров I–V (см. таблицу) по уровню 0.05, для мишеней из Si (1, ●) и Ta (2, ○) при интенсивности лазерного излучения $\sim 2 \cdot 10^{16}$ Вт/см². Сплошные линии – экспоненциальные аппроксимации экспериментальных данных, соответствующие температуре «горячих» электронов $T_h = 3.9$ (1) и 4.0 кэВ (2).

Температуру «горячего» электронного компонента плазмы также можно приблизительно оценить по выходу рентгеновского излучения в различных спектральных диапазонах (рис.5). Поскольку спектральное распределение этого излучения плазмы имеет вид $Y \sim \exp(-E/T_h)$ [15], то интегральная светимость плазмы во всем жестком диапазоне характеризуется такой же экспоненциальной зависимостью. Следовательно, угол наклона кривых на рис.5 позволяет определить температуру «горячих» электронов. Для мишени из кремния $T_h = 3.9$ кэВ, а для мишени из тантала – 4.0 кэВ. Главное допущение этого метода оценки электронной температуры состоит в следующем: используемые в эксперименте фильтры имеют плавный спад полосы пропускания, поэтому существует произвольность в выборе уровня пропускания фильтров (0.05 в нашем случае). Тем не менее получено хорошее согласие с приведенной выше оценкой температуры «горячего» электронного компонента по методу полосовых фильтров.

Заключение

Таким образом, эффективность преобразования лазерной энергии в жесткий рентгеновский диапазон пропорциональна $Z^{3/2}$, поэтому с увеличением атомного номера мишени от $Z = 14$ (Si) до $Z = 73$ (Ta) выход жесткого рентгеновского излучения из плазмы возрастает на порядок.

Температура «горячего» электронного компонента, формируемого в плазме, слабо зависит от атомного состава мишени и составляет порядка 4 кэВ при интенсивности лазерного излучения $\sim 10^{16}$ Вт/см² для мишени как из Si, так и из Ta. Поскольку в наших экспериментальных условиях энергия тормозного рентгеновского излучения Y должна быть пропорциональна Z , то экспериментально наблюдаемая зависимость $Y \sim Z^{3/2}$ может быть объяснена увеличением концентрации генерируемых в плазме «горячих» электронов, которая пропорциональна \sqrt{Z} .

Работа поддержана РФФИ (грант № 99-02-18343) и ГНТП «Фундаментальная метрология».

1. Pelletier J.F., Chacker M., Kieffer J.C. *Appl.Phys.Letts*, **69**, 2172 (1996).
2. Mochizuki T., Yabe T., Okada K. et al. *Phys.Rev.A*, **33**, 525 (1986).
3. Mochizuki T., Yamanaka C. *Proc. SPIE*, **733**, 23 (1987).
4. Волков Р.В., Гордиенко В.М., Джиджоев М.С. и др. *Квантовая электроника*, **24**, 1114 (1997).
5. Блохин Д.И. *Физика рентгеновских лучей* (М., Наука, 1953).
6. Sentoku Y., Mima K., Taguchi T. et al. *Phys.Plasmas*, **5**, 4366 (1998).
7. Evans R.D. *The atomic nucleus* (N.Y., McGraw-Hill, 1955).
8. Gibbon P., Forster R. *Plasma Physics Control.Fusion*, **38**, 769 (1996).
9. Gamaly E.G. *Laser and Particle Beams*, **12**, 185 (1994).
10. Burnett N.H., Enright G.D., Avery A. et al. *Phys.Rev.E*, **29**, 2294 (1984).
11. Chen H., Yaakobi B., Uchida S., Meyerhofer D.D. *Phys.Rev.Letts*, **70**, 3431 (1993).
12. Yu J., Jiang Z., Kieffer J.C. et al. *Phys.Plasmas*, **6**, 1318 (1999).
13. Iahoda F.C., Little E.M., Quinn M.E. et al. *Phys.Rev.*, **119**, 843 (1960).
14. Басов Н.Г., Захаренков Ю.А., Рупасов А.А. и др. *Диагностика плотной плазмы* (М., Наука, 1989).
15. Собельман И.И. *Введение в теорию атомных спектров* (М., Наука, 1977).
16. Schnurer M., Kalashnikov M.P., Nickles P.V. et al. *Phys.Plasmas*, **2**, 3106 (1995).

R.V.Volkov, V.M.Gordienko, P.M.Mikheev, A.B.Savel'ev. Dependence of the yield of hard non-coherent x-ray radiation from femtosecond laser plasma on atomic number of target material.

The yield of hard non-coherent x-ray radiation emitted from dense femtosecond laser plasma was studied as a function of atomic number Z of target material. It was shown that for Z values falling in the range from 14 (Si) to 73 (Ta) the efficiency of laser radiation conversion to x-ray radiation whose quantum energy exceeds 8 keV, varies as $Z^{3/2}$. The temperature of hot electrons formed in the plasma was found to be weakly dependent on atomic number of the target material and equal to ~ 4 keV for both Si ($Z = 14$) and Ta ($Z = 73$) targets for laser radiation intensities $\sim 10^{16}$ W cm $^{-2}$.