

# Генерация рентгеновского характеристического излучения с помощью тераваттного фемтосекундного хром-форстеритового лазера

М. Б. Агранат<sup>+</sup>, Н. Е. Андреев<sup>+</sup>, С. И. Ашитков<sup>+1)</sup>, А. В. Овчинников<sup>+</sup>, Д. С. Ситников<sup>+</sup>, В. Е. Фортов<sup>+</sup>,  
А. П. Шевелько<sup>\*+</sup>

<sup>+</sup>Институт теплофизики экстремальных состояний Объединенного института высоких температур РАН, 125412 Москва, Россия

<sup>\*</sup>Физический институт им. П. Н. Лебедева, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 11 апреля 2005 г.

После переработки 16 декабря 2005 г.

Исследовано рентгеновское характеристическое  $K_{\alpha}$ -излучение, возникающее при воздействии на металлическую мишень фемтосекундных импульсов инфракрасного диапазона спектра, генерируемых тераваттной лазерной системой с активной средой хром-форстерит (1240 нм, 90 мДж, 80 фс). Для мишени из железа измерен абсолютный выход (до  $3 \cdot 10^8$  фотон/стерад · импульс) и коэффициент преобразования энергии лазерного в  $K_{\alpha}$ -излучение (максимальная величина  $\approx 0.03\%$ ). Исследована угловая зависимость интенсивности излучения от угла падения  $p$ -поляризованного лазерного излучения. Обсуждаются механизмы образования быстрых электронов, ответственных за генерацию рентгеновского характеристического излучения.

PACS: 42.65.Re, 52.59.Px, 52.65.-y

Изучение процессов генерации быстрых электронов и характеристического рентгеновского излучения, возникающих при образовании лазерной плазмы с помощью воздействия мощных фемтосекундных лазерных импульсов на твердотельные мишени, имеет не только фундаментальное, но и прикладное значение. Образующиеся в результате такого воздействия импульсы рентгеновского излучения субпикосекундной длительности используются для диагностики экстремальных состояний и сверхбыстрых процессов, возникающих при взаимодействии мощного лазерного излучения с веществом, кинетики химических реакций, а также в биологии и медицине (см., например, [1–3]).

Ранее в подобных исследованиях использовались титан-сапфировые фемтосекундные лазерные системы с длиной волны излучения 800 нм. В настоящей работе исследовано рентгеновское характеристическое  $K_{\alpha}$ -излучение, возникающее при образовании плазмы с помощью тераваттной инфракрасной хром-форстеритовой фемтосекундной лазерной системы. Лазерная система обеспечивает генерацию импульсов длительностью 80 фс с энергией до 90 мДж и частотой повторения 10 Гц на длине волны  $\lambda = 1240$  нм [4] с высоким контрастом по мощности излучения. На рис.1 приведена корреляционная функция, ха-

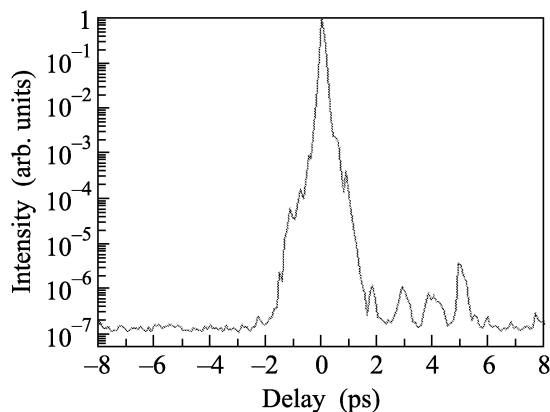


Рис.1. Корреляционная функция лазерного импульса

рактеризующая временной профиль импульса в широком диапазоне изменения мощности. Измерения проводились с помощью коррелятора третьей гармоники. Контраст импульсов по мощности составлял не менее  $10^4$  за 1 пс до максимума импульса и более  $10^6$  за 2 пс и в наносекундном диапазоне.

Плазма образовывалась при фокусировке лазерного излучения (энергия импульса  $E_L$  до 40 мДж) на массивную мишень из железа, расположенную в вакуумной камере ( $10^{-3}$  мм.рт.ст.). Фокусировка излучения на мишень осуществлялась безабберационным трехлинзовым объективом с фокусным расстоянием 100 мм. Диаметр фокального пятна на уровне поло-

<sup>1)</sup>e-mail: asi@iht.mpei.ac.ru

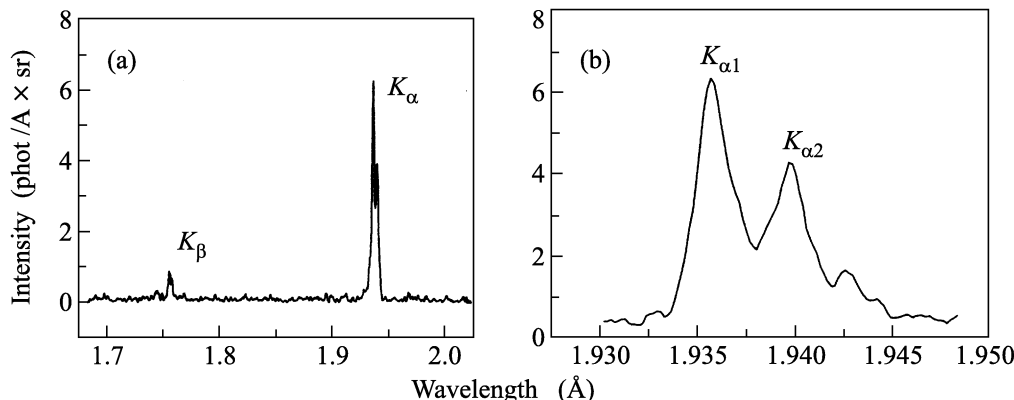


Рис.2. Спектр мишени из железа: (а) обзорный спектр; (б) структура линии  $K_\alpha$  ( $p$ -поляризация,  $\theta = 45^\circ$ ,  $E_L = 15$  мДж, накопление по 10 вспышкам лазера, спектральное разрешение –  $\lambda/\delta\lambda = 850$ )

вины интенсивности составлял  $\sim 10$  мкм, что позволяло достигать интенсивности  $I_L$  в фокусе свыше  $10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>. Угол падения  $p$ -поляризованного лазерного излучения на мишень варьировался в диапазоне  $\theta = 0 \div 45^\circ$ . Система позиционирования обеспечивала смещение мишени на новое место от импульса к импульсу.

Для регистрации рентгеновских спектров использовался фокусирующий кристаллический спектрометр, выполненный по схеме Гамоша и обладающий высокой светосилой в спектральном диапазоне  $1 \div 10$  Å [5]. В приборе использовался цилиндрический кристалл слюды ( $2d = 19.84$  Å), изогнутый по радиусу  $R = 20$  мм. В качестве детектора излучения использовалась ПЗС линейка Toshiba TCD 1304AP, имеющая 3724 элементов 8 мкм шириной и высотой 200 мкм. Рентгеновские спектры характеристического излучения регистрировались в пятом порядке отражения кристалла слюды. Высокое спектральное разрешение спектрометра ( $\lambda/\delta\lambda \sim 1000$ ) позволяло наблюдать полную структуру рентгеновских спектров характеристического излучения:  $K_{\alpha 1}$ -,  $K_{\alpha 2}$ -,  $K_\beta$ -линии (рис.2). Абсолютная калибровка спектрометра позволила определить (в предположении изотропного источника в  $4\pi$  стерад) максимальный выход излучения за один импульс  $X = 4 \cdot 10^9$  фотон/импульс и максимальный коэффициент преобразования  $\eta = E_{x\text{-ray}}/E_L = 0.03\%$  лазерного излучения в  $K_\alpha = K_{\alpha 1} + K_{\alpha 2}$  излучение [6].

Исследована угловая зависимость интенсивности  $K_\alpha$ -излучения от угла падения  $p$ -поляризованного лазерного излучения. На рис.3 приведена зависимость выхода излучения в линии  $K_\alpha = K_{\alpha 1} + K_{\alpha 2}$  от угла падения лазерного излучения на мишень при фиксированной энергии лазерных импульсов. Для каждого угла  $\theta$  ось спектрометра устанавливалась под углом

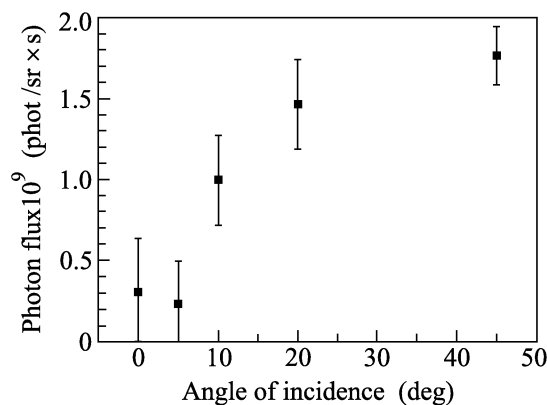


Рис.3. Зависимость выхода излучения линии  $K_\alpha$  от угла падения  $p$ -поляризованного лазерного излучения ( $E_L = 12$  мДж, накопление по 10 вспышкам лазера)

$45^\circ \pm 5^\circ$  (угол наблюдения) относительно нормали к поверхности мишени. Каждая точка на графике является результатом усреднения по пяти измерениям, в каждом из которых проводилось накопление сигнала по 10 вспышкам лазера. Результаты измерений показали существенный рост выхода  $K_\alpha$ -излучения при увеличении угла падения лазерного излучения  $p$ -поляризации. На рис.4 приведена зависимость выхода излучения  $K_\alpha = K_{\alpha 1} + K_{\alpha 2}$  от падающей энергии лазерного импульса  $p$ -поляризации для  $\theta = 45^\circ$ , измеренная при тех же условиях.

Для субпикосекундных  $p$ -поляризованных лазерных импульсов нерелятивистской интенсивности ( $I_L \lambda^2 \leq 10^{18}$  Вт  $\cdot$  мкм<sup>2</sup>/см<sup>2</sup>) генерация горячих электронов может быть обусловлена, в основном, двумя бесстолкновительными механизмами: “вакуумным нагревом” и резонансным поглощением (см., например, [1]). В случае характерного размера неоднородности плотности плазмы в окрестности

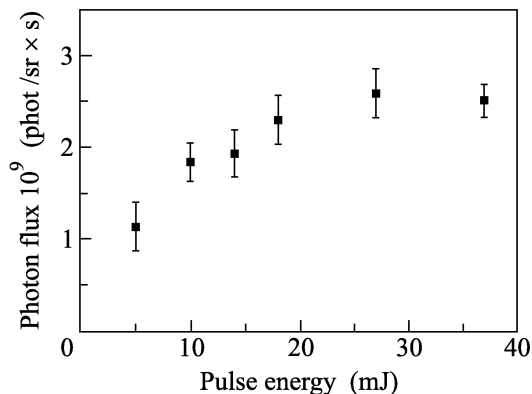


Рис.4. Зависимость выхода излучения линии  $K_{\alpha}$  энергии лазерного импульса ( $\theta = 45^\circ$ ,  $p$ -поляризация, накопление по 10 вспышкам лазера)

критической плотности  $L_c$ , малого по сравнению с амплитудой осцилляций электронов в поле нормальной к мишени компоненты лазерного поля  $r_{Ep}$ , электроны могут быть ускорены вакуумным полем  $p$ -компоненты импульса. Температура (энергия) горячей компоненты электронов (в кэВ) оценивается при этом по формуле [7]  $T_{hot} \approx 74I_L\lambda^2 \sin^2 \theta$ , где  $\lambda$  – длина волны лазерного излучения в мкм,  $I_L$  – интенсивность в  $10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> и  $\theta$  – угол падения излучения на мишень.

В случае размеров неоднородности плазмы  $L_c$ , превышающих амплитуду осцилляций электронов в поле нормальной компоненты лазерного поля  $r_E$ , электроны могут быть ускорены в резонансно усиленном потенциальном поле в окрестности критической плотности. При этом для достаточно крутых градиентов, когда  $L_c/\lambda < (2\pi)^{-1}$ , энергия ускоренных электронов (в кэВ) может быть оценена по формуле [8, 9]  $T_{hot} \approx 1.3[I_L]^{1/2}L_c \sin \theta$ , где  $I_L$  измеряется в  $10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>, а характерный размер неоднородности плотности плазмы  $L_c$  – в нм. Эта оценка хорошо совпадает со скейлингом, используемым в работе [10] на основе PIC моделирования для  $L_c = 240$  нм и  $\theta = 30^\circ$ . Отметим, что в случаях, когда  $r_E \approx L_c$ , обе приведенные оценки энергии горячих электронов для “вакуумного нагрева” и резонансного поглощения совпадают (с точностью до множителя порядка единицы). При этом нельзя выделить преобладающий механизм нагрева, и зависимость энергии горячих электронов от интенсивности излучения может отличаться как от линейной, так и от корневой (с показателем 2).

В настоящей работе для описания воздействия фемтосекундных лазерных импульсов на твердотельные мишени была использована двухтемпературная гидродинамическая модель, дополненная уравнения-

ми Максвелла и учитывающая процессы поглощения энергии лазерного излучения, ионизации, нагрева и разлета вещества мишени и электрон-ионной релаксации, а также затраты тепловой энергии на термическую ионизацию и пондеромоторное давление излучения [11, 12].

Полученные результаты моделирования отвечают оценкам [12, 13] зависимости температуры основной массы тепловых электронов мишени от интенсивности и длительности лазерного излучения и находятся в диапазоне 350 ÷ 700 эВ для параметров эксперимента. Высокий контраст лазерных импульсов обуславливает малый характерный размер неоднородности плотности плазмы  $L_c$  во всем диапазоне интенсивностей излучения  $I_L \approx (0.5 \div 4) \cdot 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>. Расчеты, выполненные с учетом пикосекундного пьедестала (см. рис.1) для интенсивности  $I_L = 1 \cdot 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>, показывают, что величина  $L_c$  в окрестности критической плотности во время действия максимума импульса составляет 10 нм при скорости разлета плазмы  $\sim 10^7$  см/с.

Для параметров эксперимента ( $I_L \sim 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>) амплитуда осцилляций электрона в поле  $p$ -компоненты лазерного импульса  $r_E$  становится больше характерного размера неоднородности плазмы  $L_c \approx 10$  нм при углах падения излучения  $\theta \geq 10^\circ$ , что может приводить к генерации горячих электронов, благодаря механизму “вакуумного нагрева”. Результаты экспериментов (рис.3) указывают на резкое увеличение выхода  $K_{\alpha}$ -излучения для углов падения  $\theta \geq 10^\circ$ , когда оценка температуры горячих электронов по вышеприведенной формуле для “вакуумного нагрева” дает  $T_{hot} \approx 7$  кэВ (для  $\theta = 14^\circ$  с учетом апертуры фокусирующей оптики). Эта величина отвечает диапазону энергий электронов, необходимых для генерации  $K_{\alpha}$ -излучения, регистрируемого в эксперименте.

В то же время, если под влиянием предимпульса в наносекундном диапазоне характерный размер неоднородности  $L_c$  во время действия короткого импульса оказывается несколько больше,  $L_c \approx 30$  нм, то генерация горячих электронов может быть объяснена резонансным поглощением во всем диапазоне углов, приведенных на рис.3. При этом оценка температуры горячих электронов по формуле резонансного поглощения также дает величину  $T_{hot} \approx 7$  кэВ для углов падения  $\theta \geq 10^\circ$ .

Проведенные исследования характеристического  $K_{\alpha}$ -излучения, возникающего при образовании плазмы с помощью тераваттной фемтосекундной лазерной системы инфракрасного диапазона спектра с высоким временным контрастом импульсов, продемонстрировали эффективную конверсию лазерного излу-

чения в характеристическое рентгеновское. Экспериментальные данные о зависимости интенсивности  $K_{\alpha}$ -излучения от угла падения на мишень лазерного импульса дают важную информацию о механизмах образования быстрых электронов.

Планируемые эксперименты, в которых одновременно с угловой зависимостью интенсивности  $K_{\alpha}$ -излучения будут проведены прямые измерения температуры горячих электронов  $T_{\text{hot}}$ , позволят более определенно идентифицировать механизмы образования горячих электронов. Эти эксперименты позволят оптимизировать процессы генерации короткоимпульсного фемтосекундного характеристического излучения.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 04-02-17055).

1. P. Gibbon and E. Forster, *Plasma Phys. Control. Fusion* **38**, 769 (1996).
2. A. Rousse, C. Rischel, and J.-C. Gauthier, *Rev. Mod. Phys.* **73**, 17 (2001).
3. J. Sjögren, M. Harbst, C.-G. Wahlström, and S. Svanberg, *Rev. Sci. Instrum.* **74**, 2300 (2003).
4. М. Б. Агранат, С. И. Ашитков, А. А. Иванов и др., *Квант. электроника* **34**, 506 (2004).
5. P. Shevelko, Yu. S. Kasyanov, O. F. Yakushev, and L. V. Knight, *Rev. Sci. Instrum.* **73**, 3458 (2002).
6. M. B. Agranat, N. E. Andreev, S. I. Ashitkov et al., *Proc. SPIE* **5918**, 184 (2005).
7. F. Brunel, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 52 (1987).
8. J. P. Freiberg, R. W. Mitchell, R. L. Morse et al., *Phys. Rev. Lett.* **28**, 795 (1972).
9. С. Ю. Гуськов, Н. Н. Демченко, К. Н. Макаров и др., *Письма в ЖЭТФ* **73**, 740 (2001).
10. Ch. Reich, P. Gibbon, I. Uschmann, and E. Forster, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4846 (2000).
11. N. E. Andreev, V. V. Kostin, and M. E. Veisman, *Physica Scripta* **58**, 486 (1998).
12. Н. Е. Андреев, М. Е. Вейсман, В. П. Ефремов, В. Е. Фортон, *ТВТ* **41**, 679 (2003).
13. H. Nakano and A. A. Andreev, J. Limpouch, *Appl. Phys. B* **79**, 469 (2004).