

Моделирование генерации характеристического рентгеновского излучения горячими электронами в фольге

О.Ф.Костенко, Н.Е.Андреев

Разработана модель расчёта выхода характеристического рентгеновского излучения из фольги с учётом зависимости средней энергии и количества горячих электронов от интенсивности лазерного импульса, поглощения собственного рентгеновского излучения и эффекта рециркуляции горячих электронов. Проведена оптимизация выхода K_{α} -излучения из серебряной фольги при релятивистских интенсивностях. Предложен метод диагностики эффекта рециркуляции электронов, значительно увеличивающего выход K_{α} -излучения.

Ключевые слова: горячие электроны, рециркуляция, генерация и поглощение K_{α} -излучения, фольга.

1. Введение

Горячие электроны, образующиеся при воздействии релятивистки интенсивного лазерного импульса на твёрдотельную мишень [1], проникая в глубь мишени, ионизируют К-оболочку атомов, что приводит к испусканию характеристического рентгеновского излучения при радиационных $2p-1s$ -переходах в возбуждённых атомах. Генерируемое короткоимпульсное K_{α} -излучение может быть использовано, например, для диагностики плотной плазмы (см. обзоры [2, 3]). Актуальным остаётся вопрос о повышении количества генерируемых фотонов и их энергии [2]. Увеличение выхода K_{α} -излучения возможно с увеличением энергии лазерного импульса и с повышением эффективности её преобразования в энергию этого излучения. При релятивистских интенсивностях эффективность, достигнутая при использовании изолированных тонких фольг с ограниченными поперечными размерами, в которых осуществляется захват и рециркуляция горячих электронов, значительно больше, чем при использовании фольг, расположенных на массивном проводнике, который за счёт обратного тока холодных электронов компенсирует заряд быстрых электронов, покидающих фольгу [3–5]. В этих работах результаты измерений коэффициента преобразования энергии лазерного импульса в энергию K_{α} -излучения сравнивались с результатами расчётов по модели, учитывающей потери энергии горячих электронов в фольге, сечение ионизации К-оболочки электронным ударом и вероятность высвечивания K_{α} -излучения возбуждёнными атомами. Распределение падающих на фольгу электронов по энергии определялось на основе измерений спектра тормозного излучения и расчётов методом крупных частиц [3] либо считалось экспоненциальным с температурой, определяемой пондеромо-

торным потенциалом [3–5]. В последнем случае предполагалось, что температура электронов T_h зависит от пиковой интенсивности, а коэффициент преобразования лазерной энергии в энергию горячих электронов η является постоянным в широком диапазоне интенсивностей – от субрелятивистских до ультрарелятивистских. Поглощение K_{α} -излучения в тонких фольгах оценивалось с помощью постоянного коэффициента.

В настоящей работе построена модель, учитывающая поглощение K_{α} -излучения в фольгах произвольной толщины как с рециркуляцией, так и без рециркуляции электронов и зависимости η и T_h от интенсивности лазерного импульса. Получены зависимости анизотропного выхода фотонов с передней и тыльной сторон фольги (в расчёте на единицу лазерной энергии и единицу телесного угла) от толщины фольги и пиковой интенсивности. Расчёты выполнены для серебряной фольги (энергия фотонов K_{α} -излучения 22.1 кэВ) при интенсивностях, соответствующих экспериментам, проводимым на лазерной установке PHYLIX [3].

2. Описание модели

Электрон с энергией E_0 , падающий на фольгу толщиной d перпендикулярно её поверхности, генерирует на отрезке пути dx на расстоянии x от поверхности

$$dn_K = \omega_K p_{\alpha} n_a \sigma_K(E) dx$$

фотонов K_{α} -излучения, где $\sigma_K(E)$ – сечение ударной ионизации К-оболочки электроном с энергией $E(E_0, x)$; n_a – концентрация атомов; ω_K – вероятность радиационного снятия возбуждения; p_{α} – вероятность высвечивания K_{α} -излучения. При этом с передней стороны фольги под углом α_0 к нормали испускается

$$dn_{em} = dn_K \frac{d\Omega}{4\pi} \exp\left(-\frac{x}{l_a \cos \alpha_0}\right)$$

фотонов в телесный угол $d\Omega$, где l_a – длина поглощения. Потери энергии электрона описываются функцией $S_p(E)$:

О.Ф.Костенко, Н.Е.Андреев. Объединенный институт высоких температур РАН, Россия, 125412 Москва, ул. Ижорская, 13, стр.2; e-mail: olegkost@ihed.ras.ru, andreev@ras.ru

Поступила в редакцию 24 декабря 2012 г, после доработки – 12 февраля 2013 г.

$$\frac{dE}{dx} = -S_p(E).$$

Длина пробега электрона в твёрдом теле, на которой его энергия уменьшается от E_0 до потенциала ионизации К-оболочки E_K , есть

$$l_c(E_0) = \int_{E_K}^{E_0} \frac{dE}{S_p(E)},$$

откуда $x = l_c(E_0) - l_c(E)$.

Если $l_c(E_0) \leq d$, то полное число фотонов, испускаемых электроном в единицу телесного угла в направлении, определяемом углом α_0 , есть

$$\begin{aligned} \frac{dN_{em}^f(E_0)}{d\Omega} &= \frac{\omega_K p_{\alpha} n_a}{4\pi} \int_{E_K}^{E_0} \frac{\sigma_K(E)}{S_p(E)} dE \\ &\times \exp\left[-\frac{l_c(E_0) - l_c(E)}{l_a \cos \alpha_0}\right]. \end{aligned} \quad (1)$$

Следовательно, с тыльной стороны фольги под углом β_0 к нормали в единицу телесного угла испускается число фотонов

$$\begin{aligned} \frac{dN_{em}^b(E_0)}{d\Omega} &= \frac{\omega_K p_{\alpha} n_a}{4\pi} \int_{E_K}^{E_0} \frac{\sigma_K(E)}{S_p(E)} dE \\ &\times \exp\left\{-\frac{d - [l_c(E_0) - l_c(E)]}{l_a \cos \beta_0}\right\}. \end{aligned} \quad (2)$$

Если электрон, достигнув тыльной стороны фольги при $l_c(E_0) > d$, покидает её, то в формулах (1) и (2) нижний предел интегрирования E_K заменяется энергией E_i , которая определяется из решения уравнения $l_c(E_0) - l_c(E_i) = d$. Если электрон рециркулирует в фольге при $l_c(E_0) > d$, то

$$\begin{aligned} \frac{dN_{em}^f(E_0)}{d\Omega} &= \frac{\omega_K p_{\alpha} n_a}{4\pi} \sum_{i=1}^{N+1} \int_{E_i}^{E_{i-1}} \frac{\sigma_K(E)}{S_p(E)} dE \\ &\times \exp\left\{\frac{(2p_i - 1)[l_c(E) - l_c(E_{i-1})] - (1 - p_i)d}{l_a \cos \alpha_0}\right\}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{dN_{em}^b(E_0)}{d\Omega} &= \frac{\omega_K p_{\alpha} n_a}{4\pi} \sum_{i=1}^{N+1} \int_{E_i}^{E_{i-1}} \frac{\sigma_K(E)}{S_p(E)} dE \\ &\times \exp\left\{\frac{(1 - 2p_i)[l_c(E) - l_c(E_{i-1})] - p_i d}{l_a \cos \beta_0}\right\}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $N = [l_c(E_0)/d]$; $p_i = i - 2[i/2]$, т. е. p_i равно единице, если i – нечётное число, и нулю, если i – чётное. При $i \in 1, \dots, N$ энергия E_i определяется из решения уравнения $l_c(E_0) - l_c(E_i) = id$, а $E_{N+1} = E_K$.

Спектр падающих на фольгу горячих электронов описывался экспоненциальным распределением по энергии

$$dn_e = \frac{dN_e}{T_h(I_L)} \exp\left[-\frac{E_0}{T_h(I_L)}\right] \quad (5)$$

со средней энергией, определяемой пондеромоторным потенциалом [1]

$$T_h(I_L) = mc^2 \{[1 + a_L(I_L)^2]^{1/2} - 1\},$$

где $a_L(I_L) = 0.855 (I_L/10^{18} \text{ Вт/см}^2)^{1/2} (\lambda/1 \text{ мкм})$ – нормированная амплитуда лазерного поля; $I_L(r, t)$ – интенсивность лазерного импульса в фокальном пятне; λ – длина волны. Количество электронов dN_e находилось из закона сохранения энергии

$$dN_e T_h(I_L) = \eta(I_L) dE_L, \quad (6)$$

где $\eta(I_L)$ – коэффициент преобразования лазерной энергии

$$dE_L = I_L(r, t) 2\pi r dr dt \quad (7)$$

в энергию горячих электронов.

Из формул (5)–(7) следует, что лазерный импульс генерирует в единицу телесного угла

$$\begin{aligned} \frac{dN_K}{d\Omega} &= 2\pi \int_0^\infty r dr \int_{-\infty}^\infty dt \frac{\eta(I_L) I_L(r, t)}{T_h^2(I_L)} \int_{E_K}^\infty dE_0 \\ &\times \exp\left[-\frac{E_0}{T_h(I_L)}\right] \frac{dN_{em}(E_0)}{d\Omega} \end{aligned} \quad (8)$$

фотонов, где $dN_{em}(E_0)/d\Omega$ определяется выражениями (1)–(4) в соответствующих случаях. При гауссовом распределении интенсивности

$$I_L(v) = I_0 e^{-v}, \quad v = \frac{r^2}{r_0^2} + \frac{t^2}{t_0^2}$$

формула (8) принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{dN_K}{d\Omega} &= 2\pi r_0^2 t_0 I_0 \int_0^\infty \sqrt{v} dv \frac{\eta(v) e^{-v}}{T_h^2(v)} \\ &\times \int_{E_K}^\infty dE_0 \exp\left[-\frac{E_0}{T_h(v)}\right] \frac{dN_{em}(E_0)}{d\Omega}. \end{aligned}$$

Как следует из формулы (7), энергия лазерного импульса $E_L = \pi^{3/2} r_0^2 t_0 I_0$, поэтому в заданном направлении в единицу телесного угла излучается

$$\begin{aligned} N_{K\alpha} &= \frac{1}{E_L} \frac{dN_K}{d\Omega} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \sqrt{v} dv \frac{\eta(v) e^{-v}}{T_h^2(v)} \\ &\times \int_{E_K}^\infty dE_0 \exp\left[-\frac{E_0}{T_h(v)}\right] \frac{dN_{em}(E_0)}{d\Omega} \end{aligned} \quad (9)$$

фотонов на единицу лазерной энергии.

3. Результаты моделирования

Расчеты по формуле (9) выполнялись при интенсивностях $I_0 = 5 \times 10^{17} - 1.5 \times 10^{19} \text{ Вт/см}^2$ ($\lambda = 1.053 \text{ мкм}$), что соответствует экспериментам, проводимым на лазерной установке PHELIX при длительности импульса $\sim 700 \text{ фс}$ [3]. В соответствии с работой [6], при нормальном падении лазерного импульса с высокой интенсивностью ($I_L \lambda^2 \approx 10^{17} \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{мкм}^2$ и выше) генерация горячих электронов обусловлена осциллирующей составляющей пондеромоторной силы, направленной вдоль градиента концентрации тепловых электронов. Сравнение зависимостей температуры горячих электронов от $I_L \lambda^2$ с результатами

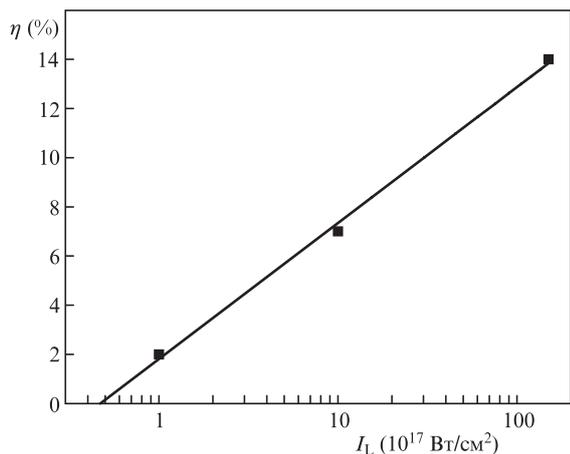


Рис.1. Зависимость коэффициента преобразования лазерной энергии в энергию горячих электронов от интенсивности: точки – расчёт методом крупных частиц [3], сплошная линия – аппроксимация.

измерений, проведенных при взаимодействии различных фемтосекундных лазерных импульсов с твердотельными мишенями, показывает [7], что при таких интенсивностях происходит переход к пондеромоторному скейлингу [1]. Коэффициент преобразования лазерной энергии $\eta(I_L)$ определялся путем аппроксимации результатов расчетов методом крупных частиц (рис.1), которые проводились для лазерного импульса длительностью 700 фс, падающего под малым углом. Интервал интегрирования по переменной v ограничивался сверху величиной $v_{max} = \ln(I_0/I_L^*)$, что соответствует условию $\eta(I_L) = 0$ при $I_L \leq I_L^* \approx 5 \times 10^{16}$ Вт/см². Верхний предел интегрирования по энергии E_0 выбирался равным $9T_h(v)$ с учётом результатов измерений и PIC-моделирования [3].

Потери энергии электронов в серебре $S_p(E)$ рассчитывались с использованием базы данных ESTAR [8]. Сечение ионизации К-оболочки $\sigma_K(E)$ определялось согласно аналитическому выражению [9], в котором посредством соответствующего множителя [10, 11] учитывается рост этого сечения с увеличением энергии релятивистских электронов. При расчётах использовались следующие параметры: вероятности $\omega_K = 0.831$ [12] и $p_\alpha = 0.826$ [13], концентрация атомов $n_a = 5.86 \times 10^{22}$ см⁻³, потенциал ионизации $E_K = 25.516$ кэВ и длина поглощения $l_a = 74$ мкм [14] К α -излучения со средневзвешенной энергией 22.1 кэВ (определённой согласно данным [13, 15]), которые соответствуют серебру при нормальных условиях.

Выход К α -излучения с передней стороны фольги без учёта рециркуляции электронов растёт с увеличением её толщины и стремится к постоянному значению (рис.2). Максимальный выход К α -излучения при угле наблюдения 45° достигается при интенсивности 4×10^{18} Вт/см². При уменьшении угла наблюдения максимальный выход увеличивается незначительно (рис.3). Выход К α -излучения с тыльной стороны фольги достигает максимума при определённой её толщине, которая увеличивается с ростом интенсивности (рис.4). При оптимальных толщинах и одинаковом угле наблюдения выход К α -излучения с передней стороны фольги больше, чем с тыльной (рис.5).

Если в фольге осуществляется рециркуляция электронов, то выход К α -излучения с передней стороны фольги увеличивается с ростом интенсивности и уменьшением её толщины (рис.6). При $I_0 \geq 10^{18}$ Вт/см² и одинаковых углах наблюдения выход К α -излучения с тыльной стороны фоль-

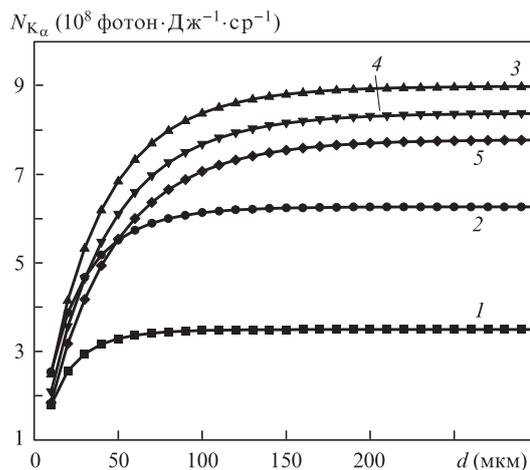


Рис.2. Выход К α -излучения с передней стороны фольги без учёта рециркуляции электронов в зависимости от её толщины при пиковых интенсивностях $I_0 = 5 \times 10^{17}$ (1), 10^{18} (2), 5×10^{18} (3), 10^{19} (4) и 1.5×10^{19} Вт/см² (5) и угле наблюдения $\alpha_0 = 45^\circ$.

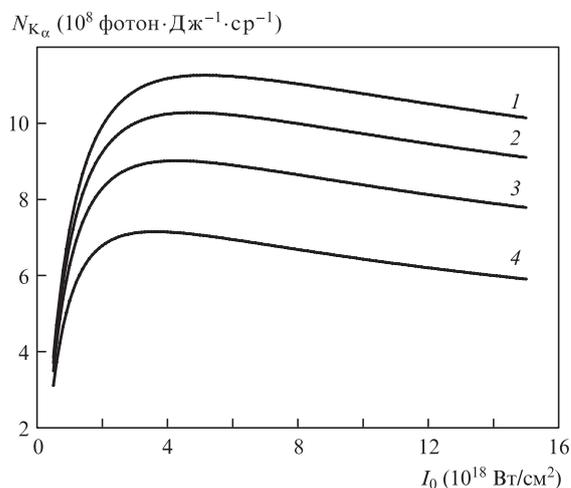


Рис.3. Выход К α -излучения с передней стороны фольги толщиной 500 мкм без учёта рециркуляции электронов в зависимости от пиковой интенсивности при углах наблюдения $\alpha_0 = 0$ (1), 30° (2), 45° (3) и 60° (4).

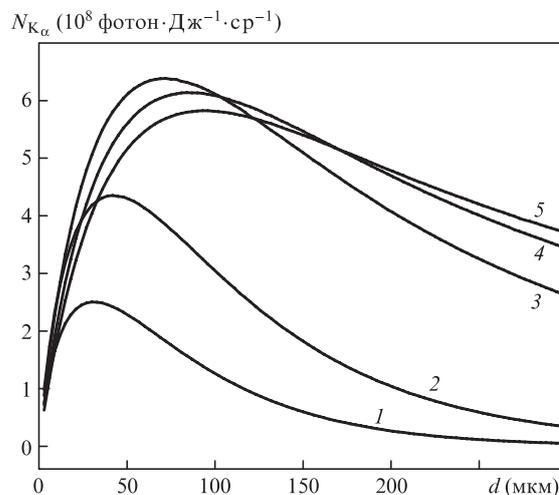


Рис.4. Выход К α -излучения с тыльной стороны фольги без учёта рециркуляции электронов в зависимости от её толщины при пиковых интенсивностях $I_0 = 5 \times 10^{17}$ (1), 10^{18} (2), 5×10^{18} (3), 10^{19} (4) и 1.5×10^{19} Вт/см² (5) и угле наблюдения $\beta_0 = 45^\circ$.

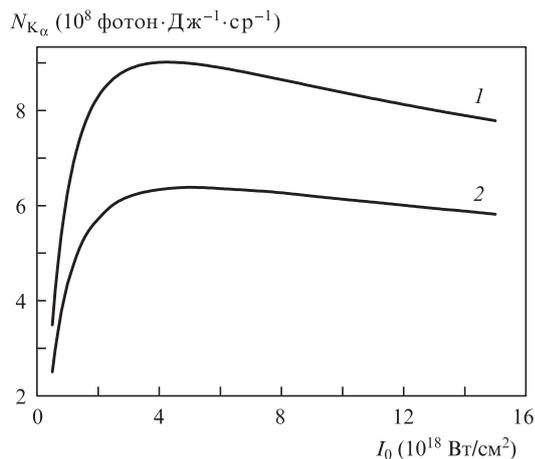


Рис.5. Выход K_{α} -излучения с передней (1) и тыльной (2) сторон фольги без учёта рециркуляции электронов в зависимости от пиковой интенсивности при соответствующих оптимальных толщинах и углах наблюдения $\alpha_0 = \beta_0 = 45^\circ$.

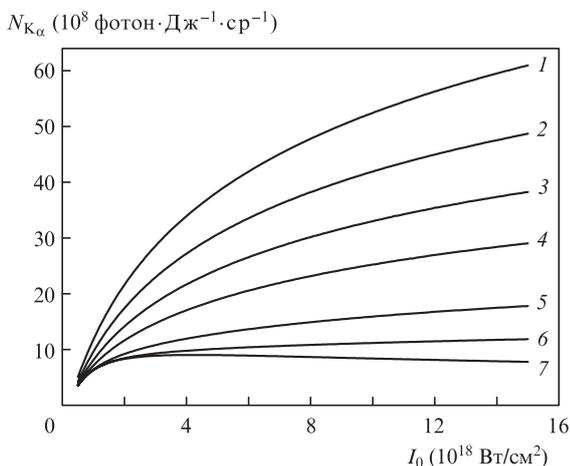


Рис.6. Выход K_{α} -излучения с передней стороны фольги в зависимости от пиковой интенсивности с учётом рециркуляции электронов при толщинах фольги $d = 5$ (1), 30 (2), 60 (3), 100 (4), 200 (5), 360 (6) и 3000 мкм (7) и $\alpha_0 = 45^\circ$.

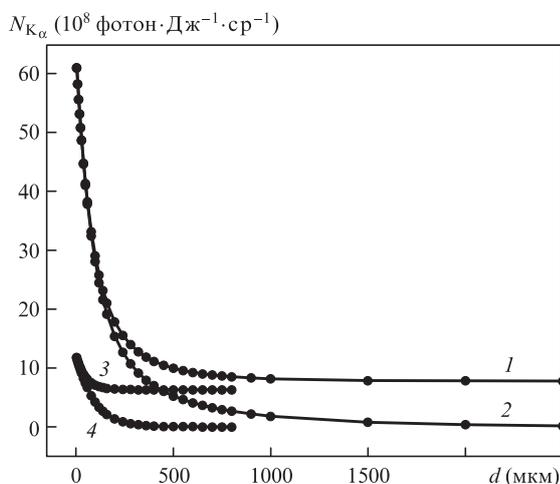


Рис.7. Выход K_{α} -излучения с передней (1,3) и тыльной (2,4) сторон фольги в зависимости от её толщины с учётом рециркуляции электронов при пиковых интенсивностях $I_0 = 1.5 \times 10^{19}$ (1,2) и 10^{18} Вт/см² (3,4) и $\alpha_0 = \beta_0 = 45^\circ$.

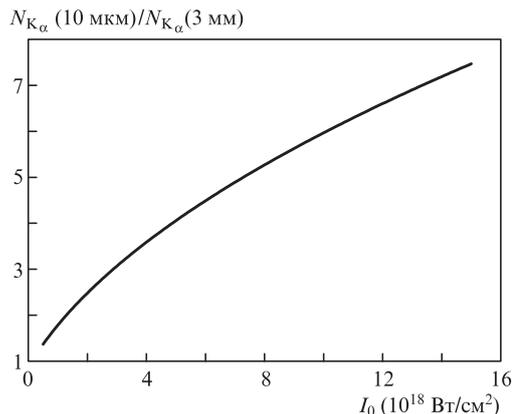


Рис.8. Отношение выходов K_{α} -излучения с передней стороны тонкой (10 мкм) и толстой (3 мм) фольг с учётом рециркуляции электронов в зависимости от пиковой интенсивности при $\alpha_0 = 45^\circ$.

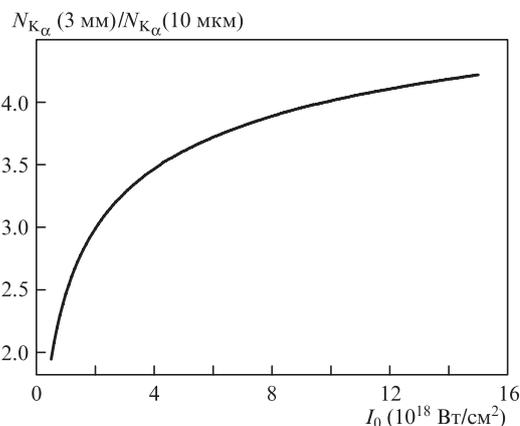


Рис.9. Отношение выходов K_{α} -излучения с передней стороны толстой (3 мм) и тонкой (10 мкм) фольг без учёта рециркуляции электронов в зависимости от пиковой интенсивности при $\alpha_0 = 45^\circ$.

ги становится меньше выхода с передней стороны при толщинах, превышающих эффективную длину поглощения $l_a \cos \alpha_0$ (рис.7).

Относительный выход K_{α} -излучения может быть измерен с большей точностью, чем абсолютный. Отношение выходов K_{α} -излучения с передней стороны тонкой и толстой фольг растёт с увеличением интенсивности для мишени с учётом рециркуляции электронов (рис.8) и убывает для мишени, в которой рециркуляция незначительна (рис.9). Эта особенность может быть использована для исследования эффекта рециркуляции электронов, который значительно увеличивает выход K_{α} -излучения (ср. рис.5 и 6).

4. Заключение

В настоящей работе построена модель генерации K_{α} -излучения горячими электронами в фольге, в которой учитывается пространственная зависимость вероятности испускания фотонов и их поглощения, что позволяет рассчитывать анизотропный выход этого излучения с передней и тыльной сторон фольги произвольной толщины как с учётом, так и без учёта рециркуляции электронов. Предложен метод диагностики эффекта рециркуляции электронов в фольгах, который значительно увеличивает выход K_{α} -излучения. Проведенные расчёты и оптимиза-

ция выхода K_{α} -излучения позволяют предсказывать и анализировать результаты измерений, выполняемых на лазерных установках петаваттной мощности. Разработанная модель может применяться также для уточнения результатов расчётов выхода характеристического рентгеновского излучения из мишеней с кластеризованной поверхностью [16] и сопоставления их с результатами измерений [17].

Работа выполнена при частичной поддержке программы Президиума РАН «Экстремальные световые поля и их приложения» и грантов РФФИ № 11-02-91058-НЦНИ-а и 11-02-12217-офи-м-2011.

1. Wilks S.C., Krueer W.L., Tabak M., Langdon A.B. *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 1383 (1992).
2. Glenzer S.H., Redmer R. *Rev. Mod. Phys.*, **81**, 1625 (2009).
3. Neumayer P., Aurand B., Basko M., et al. *Phys. Plasmas*, **17**, 103103 (2010).
4. Theobald W., Akli K., Clarke R., et al. *Phys. Plasmas*, **13**, 043102 (2006).
5. Myatt J., Theobald W., Delettrez J.A., et al. *Phys. Plasmas*, **14**, 056301 (2007).
6. Krueer W.L., Estabrook K. *Phys. Fluids*, **28**, 430 (1985).
7. Gibbon P. *Short Pulse Laser Interactions with Matter. An Introduction* (London: Imperial College Press, 2005).
8. Berger M.J., Coursey J.S., Zucker M.A., Chang J. *ESTAR, PSTAR, and ASTAR: Computer Programs for Calculating Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions (version 1.2.3)* (Gaithersburg: National Institute of Standards and Technology, 2005).
9. Hombourger C. *J. Phys. B*, **31**, 3693 (1998).
10. Gryzinski M. *Phys. Rev.*, **138**, A322 (1965).
11. Quarles C.A. *Phys. Rev. A*, **13**, 1278 (1976).
12. Krause M.O. *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **8**, 307 (1979).
13. Salem S.I., Panossian S.L., Krause R.A. *At. Data Nucl. Data Tables*, **14**, 91 (1974).
14. Henke B.L., Gullikson E.M., Davis J.C. *At. Data Nucl. Data Tables*, **54**, 181 (1993).
15. Bearden J.A. *Rev. Mod. Phys.*, **39**, 78 (1967).
16. Kostenko O.F., Andreev N.E. *Contrib. Plasma Phys.*, **51**, 463 (2011).
17. Ovchinnikov A.V., Kostenko O.F., Chefonov O.V., et al. *Laser Part. Beams*, **29**, 249 (2011).