

Генерация K_α -излучения высокоэффективными лазерными мишенями*

А.А.Андреев, К.Ю.Платонов

Проведен расчет интенсивности K_α -излучения тонких, ограниченных в поперечном направлении лазерных мишеней с нанесенным на лицевую сторону периодическим рельефом. С помощью аналитической модели оптимизированы параметры рельефа и геометрические размеры мишени. Показано, что оптимальная мишень обладает близким к 100 % коэффициентом поглощения лазерного излучения и высоким (до 10^{-3}) коэффициентом конверсии лазерного излучения в рентгеновское K_α -излучение.

Ключевые слова: лазерная плазма, K_α -излучение, периодический рельеф.

1. Введение

Одной из задач физики лазерной плазмы является повышение коэффициента трансформации энергии лазерного импульса в энергию рентгеновского K_α -излучения (лазерный источник жесткого монохроматического излучения). Меняя параметры лазерной мишени (геометрические форму и размер, химический состав, плотность, взаимное расположение химических элементов), можно увеличивать коэффициент поглощения и получать более высокую температуру и большее количество быстрых электронов лазерной плазмы, что в свою очередь вызовет увеличение выхода рентгеновских квантов. Сравнительно недавно было обнаружено [1], что коэффициент преобразования лазерной энергии в тепловую энергию лазерной плазмы и максимальная энергия лазерных электронов растут при использовании тонких (десятки-сотни нанометров) мишеней из металлической фольги, ограниченных в поперечном направлении. Физически возрастание энергии электрона связано с тем, что пятно горячих электронов на ограниченной мишени не расплывается по плоской поверхности, и электроны в пятне несколько раз попадают в область действия лазерного поля, приобретая дополнительную энергию.

Существует оптимальный диапазон и для толщин мишеней, т. к. слишком тонкие мишени прозрачны для лазерного излучения и обладают малым поглощением, а слишком толстые приводят к расплыванию и охлаждению электронного облака. Оба предельных случая не оп-

тимальны для достижения максимальной температуры быстрых электронов. Оптимизация ряда плоских мишеней по геометрическим характеристикам проводилась, например, в работах [2, 3]. Коэффициент поглощения лазерного излучения таких оптимальных мишеней является значительным (0.5–0.6), однако не достигает единицы. В ряде других работ [4, 5] было показано, что нанесение на лицевую поверхность лазерной мишени периодического микрорельефа с высотой и периодом, сравнимыми с длиной волны лазерного излучения, способно увеличить коэффициент конверсии лазерного излучения в быстрые электроны до 90 % [4] при релятивистских (свыше 10^{18} Вт/см²) интенсивностях лазерного импульса. Для последующей конверсии энергии быстрых электронов в энергию рентгеновского излучения недостаточно простого увеличения числа и энергии лазерных электронов вплоть до релятивистских значений. Так, логарифмический рост сечения излучения K_α -кванта при релятивистских энергиях электрона [6] в массивной лазерной мишени не приводит к увеличению коэффициента конверсии лазерного излучения в K_α -излучение, т. к. рентгеновское излучение «собирается» с длины поглощения K_α -кванта, а релятивистские электроны проникают на существенно большую глубину, откуда K_α -кванты не в состоянии выйти. Использовать логарифмический рост сечения и высокую энергию релятивистских электронов для увеличения выхода K_α -квантов можно в случае лазерной мишени из тонкой фольги толщиной порядка и меньше длины поглощения K_α -кванта. Быстрые электроны циркулируют сквозь такую мишень, отражаясь от электростатического барьера на границах фольги. При этом рентгеновское излучение со всей длины пробега быстрого электрона способно покинуть мишень, и энергия релятивистских электронов используется более эффективно [7]. Таким образом, тонкая лазерная мишень обладает повышенным коэффициентом конверсии энергии быстрых электронов в рентгеновское излучение.

В настоящей работе предлагается совместить преимущества повышенного коэффициента конверсии тонких ограниченных мишеней с дополнительным увеличением поглощения лазерного излучения за счет рельефа лицевой поверхности мишени. Оптимизировав парамет-

*Доложено на конференции «Оптика лазеров», Россия, С.-Петербург, июнь 2010 г.

А.А.Андреев, ФГУП «НПК "ГОИ им. С.И.Вавилова"» Россия, 199034 С.-Петербург, Биржевая л., 12; e-mail: alex2_andreev@yahoo.com

К.Ю.Платонов, ФГУП «НПК "ГОИ им. С.И.Вавилова"» Россия, 199034 С.-Петербург, Биржевая л., 12; Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Россия, 195251 С.-Петербург, Политехническая ул., 29; e-mail: konstantin_platonov@yahoo.com

ры рельефа и геометрические размеры основной части мишени (подложки), для заданного лазерного импульса можно достичь максимальной полной энергии горячих электронов и максимально возможного коэффициента конверсии лазерной энергии в энергию линейчатого рентгеновского K_α -излучения.

Оптимальные характеристики мишени определяются в настоящей работе с помощью аналитических оценок и численного PIC-моделирования мишеней с переменным набором параметров вблизи оптимальных аналитических значений. Для наиболее оптимальной из рассмотренного ряда мишеней рассчитывается выход K_α -квантов и сравнивается с таковым для мишени из плоской неограниченной фольги аналогичной толщины без рельефа. Показано, что оптимизация приводит к увеличению выхода рентгеновских квантов более чем на порядок (примерно в 13 раз).

2. Численное моделирование мишеней с различными параметрами элементов рельефа и толщинами подложки

В настоящей работе исследовались мишени в виде подложки толщиной $l = 200 - 400$ нм, состоящей из $C^{+6}N^{+1}$ -фольги с плотностью 0.4 г/см^3 с нанесенным на нее рельефом в виде прямоугольных (рис.1) или синусоидальных выступов, период и высота которых в обоих случаях совпадали. Рассматривались как ограниченные в поперечном направлении, так и неограниченные мишени. Лазерный импульс всегда имел интенсивность 10^{20} Вт/см^2 , длительность $\tau_{\text{las}} = 15$ фс (гауссов профиль) и диаметр фокального пятна 3 мкм (гауссов профиль). Длина волны лазерного излучения, падающего на мишень по нормали, составляла 0.8 мкм , вектор электрического поля волны был перпендикулярен рельефу лицевой стороны. В ходе вычислений изменялись параметры прямоугольного выступа: его ширина d_1 , расстояние между выступами d_2 (для синусоидального профиля вместо $d_{1,2}$ изменялся период модуляции), высота выступа h , толщина фольги l ; варьировались также гетерогенность и гомогенность (взаимное распределение плотностей C^{+6} , N^{+1}) мишени. Отметим, что для рельефных мишеней требуется высокий контраст, т.к. длинный предимпульс уничтожит рельеф высотой 150 нм . Для реального контраста, возможно, будут выгодны мишени с большими значениями d_1 , d_2 и h , индивидуальными для каждого предимпульса. Целью моделирования являлось получение максимальной энергии быстрых электронов и максимально высокого поглощения излучения мишенью.

Максимальное поглощение и максимальную полную энергию электронов среди неограниченных мишеней по-

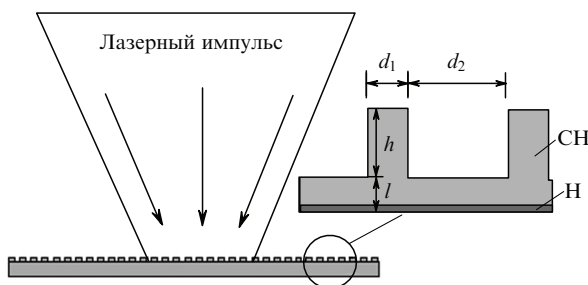


Рис.1. Схема рельефной лазерной мишени с указанием геометрических параметров ее профиля.

казали прямоугольная мишень и мишень с аналогичным по периоду и высоте гармоническим профилем: $d_1 = 0.15 \text{ нм}$, $d_2 = 0.35 \text{ нм}$, $h = 0.4 \text{ нм}$. Максимальная энергия электрона составляла $\sim 8 \text{ МэВ}$, а коэффициенты поглощения таких мишеней практически не различались, поэтому для дальнейшей оптимизации была выбрана мишень с прямоугольным профилем (как более технологичная). Эта мишень была ограничена в поперечном направлении до $4 \times 4 \text{ мкм}$, т.к. в ограниченной мишени электроны не расплываются вдоль поверхности и дольше сохраняют энергию [3]. Функции распределения электронов сразу после окончания лазерного импульса и в конце времени счета (0.8 пс) для такой мишени показаны на рис.2,а. Для сравнения на рис.2,б показаны те же функции распределения для плоской неограниченной мишени из фольги. Полная энергия (более 10 кэВ) горячих электронов на рис.2,а составляет $3 \times 10^{15} \text{ эВ}$ при их количестве 1.6×10^9 . Для неограниченной мишени на рис.2,б число электронов практически такое же, 2×10^9 , но их полная энергия существенно меньше ($5 \times 10^{14} \text{ эВ}$).

Анализ распределений на рис.2 показывает, что ограничение поперечного размера и нанесение оптимального рельефа на мишень увеличивает полную энергию быстрых электронов в ~ 6 раз, а максимальную энергию электрона в ~ 5 раз по сравнению с мишенью из плоской фольги той же толщины. При этом ограничение поперечного размера слабо сказывается на полной и максимальной энергиях электрона непосредственно после окончания лазерного импульса. Так, максимальные энергии электронов в ограниченном и неограниченном

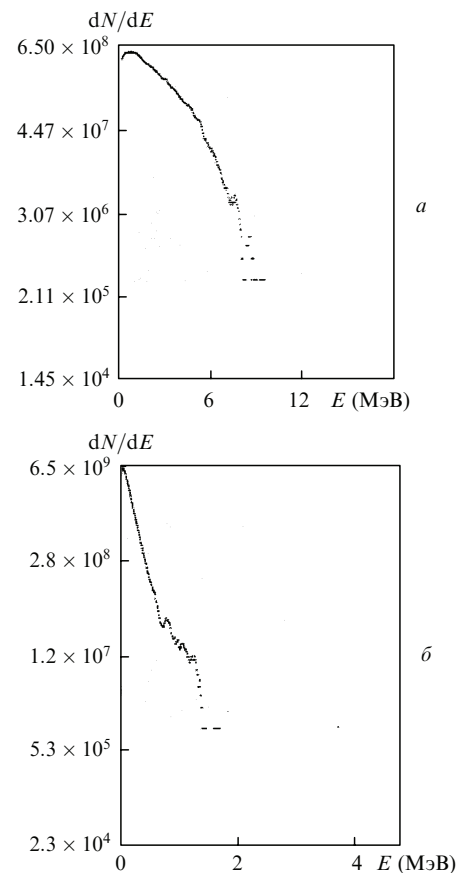


Рис.2. Функции распределения электронов после окончания лазерного импульса для ограниченной профилированной мишени (а) и для плоской неограниченной фольги той же толщины (б).

вариантах равны ~ 9 МэВ. Полные энергии электронов также слабо различаются. Однако последующий процесс охлаждения электронов для ограниченной и неограниченной мишеней приводит к очень существенным различиям. К моменту окончания численного счета (0.8 пс) максимальная энергия электрона для ограниченной мишени достигает ~ 3 МэВ, а для неограниченной – всего 0.5 МэВ. Поскольку генерация K_α -излучения происходит вплоть до того момента времени, когда энергия электрона сравнивается с энергией K_α -кванта, ограниченные мишени микронных размеров с оптимальным рельефом оказываются эффективней с точки зрения большей длительности высвета и большего количества генерируемых квантов. Толщины используемых в расчетах мишеней существенно меньше длины поглощения K_α -кванта, поэтому рентгеновское излучение собирается со всей длины пробега быстрого электрона при его циркуляции сквозь мишень. Ограниченная мишень с оптимальным рельефом, показавшая максимальную суммарную энергию быстрых электронов, была дополнительно исследована при изменении параметров d_1 , d_2 , h и l для коэффициента поглощения, нормированного на коэффициент поглощения плоской мишени. Видно, что используемые при PIC-моделировании параметры оптимальной мишени действительно лежат в районе локального максимума поглощения по меняющимся параметрам рельефа. Причем по толщине подложки и ширине выступа рельефа максимум прослеживается явно, а высота рельефа может быть увеличена вплоть до значений, при которых увеличение объ-

ема мишени вызовет быстрое охлаждение электронов. Проведем аналитические оценки, по которым определялись оптимальные параметры рельефа мишени для описанного выше численного моделирования. Адекватность этих оценок подтверждает рис.3.

3. Аналитическая модель поглощения лазерного излучения тонкой мишенью с рельефом

Покажем, что наличие рельефа увеличивает количество и энергию быстрых электронов, ускоряющих затем протоны. При поперечном движении в лазерном поле и в отсутствие продольного движения (например, в скин-слое фольги) энергия электрона

$$\varepsilon_{eh1} \approx m_e c^2 [\sqrt{1 + I_{18} (\lambda_{las}/1.2 \text{ мкм})^2} - 1],$$

энергия электрона в вакууме в электромагнитной волне с учетом продольного движения [8]

$$\varepsilon_{eh2} \approx 0.7 m_e c^2 I_{18},$$

где $I_{18} = 10^{18}$ Вт/см² – лазерная интенсивность. Поэтому набор энергии электронами в вакууме эффективнее, чем в среде. Характерный размер орбиты электрона [8]

$$r_{ch} = e E_0 \left(m_e \omega^2 \sqrt{1 + \frac{e^2 E_0^2}{2 m_e^2 \omega^2 c^2}} \right)^{-1} = \frac{\lambda_{las}}{2\pi} \sqrt{\frac{1.37 I_{18}}{1 + 0.7 I_{18}}}, \quad \omega = \frac{2\pi c}{\lambda_{las}}.$$

При движении в вакууме электрон занимает в волне поперечное пространство $2r_{ch} \approx 0.5 \lambda_{las}$ ($I_{18} \gg 1$), поэтому оптимальный масштаб таков: $d_2 \sim \lambda_{las}/2$ (0.4–0.5 мкм). Меньший масштаб плох тем, что сбивается орбита (движение становится поперечным), а при большем нерационально используется площадь лазерного пятна для размещения рельефа. Зависимость d_2 от интенсивности при остальных фиксированных параметрах лазерного импульса (см. параметры PIC-расчета) приведена на рис.4.

Поле E_0 , действующее на боковую поверхность рельефа, способно извлечь в вакуум электроны с глубины не более

$$l_{extr} = \frac{E_0}{en_e} = 4\pi \frac{c}{\omega_{pe}} \frac{\omega}{\omega_{pe}} \sqrt{1.37 I_{18}} = 4\pi l_s \frac{\omega}{\omega_{pe}} \sqrt{1.37 I_{18}}$$

(ω_{pe} – плазменная частота электронов). Поэтому толщина элемента рельефа d_1 должна превышать $2l_{extr}$. При большем значении будет неэффективно использоваться площадь лазерного пятна, а при меньшем сократится количество вакуумных электронов. Зависимость d_1 от интенсивности при остальных фиксированных параметрах лазерного импульса (см. параметры PIC-расчета) также приведена на рис.4.

Поле E_0 , действующее на боковую поверхность рельефа, способно извлечь в вакуум с единицы площади поверхности рельефа dN_e электронов:

$$\frac{dN_e}{dS} = n_e l_{extr} = \frac{E_0}{e}.$$

При высоте профиля h полная боковая поверхность, из которой вышли электроны,

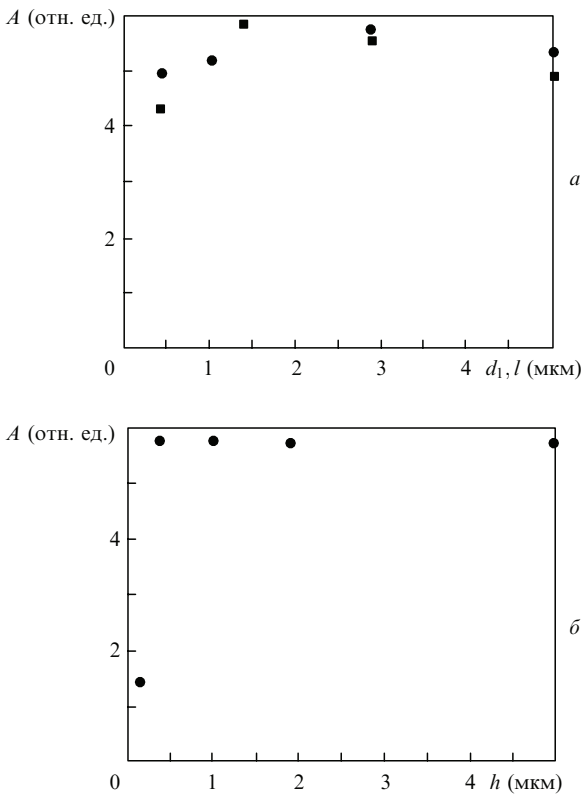


Рис.3. Коэффициент поглощения A ограниченной рельефной мишени, нормированный на коэффициент поглощения плоской неограниченной мишени толщиной 3.0 мкм, как функция параметров рельефа мишени в зависимости от толщины подложки l (●, $d_1 = 0.15$ мкм) и ширины выступа рельефа d_1 (■, $l = 0.3$ мкм) при $d_2 = 0.35$ мкм, $h = 0.4$ мкм (а), а также от высоты рельефа h при $d_1 = 0.15$ мкм, $d_2 = 0.35$ мкм, $l = 0.3$ мкм (б).

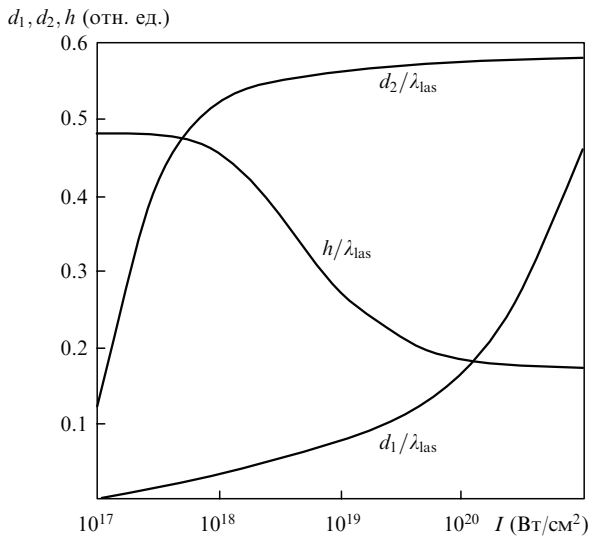


Рис.4. Зависимости оптимальных параметров рельефа лазерной мишени от лазерной интенсивности.

$$S = hd_{\text{las}} \frac{2d_{\text{las}}}{d_1 + d_2},$$

где d_{las} – диаметр лазерного пятна, а коэффициент 2 обусловлен наличием у рельефа двух сторон.

Соответственно полная энергия электронов в вакууме

$$\varepsilon_{\text{tot}} = \frac{hd_{\text{las}}}{e} \frac{2d_{\text{las}}E_0}{d_1 + d_2} \varepsilon_{\text{ch}2}.$$

Оптимально, если эта энергия будет равна энергии лазерного импульса. Коэффициент поглощения при этом предполагается близким к единице. Приравнивая энергию электронов в вакууме энергии лазерного импульса, мы получаем уравнение для нижней границы высоты рельефа h :

$$h \geq \frac{e}{2} \frac{d_1 + d_2}{d_{\text{las}}^2 E_0} \frac{\varepsilon_{\text{las}}}{\varepsilon_{\text{ch}2}} \approx 0.05(d_1 + d_2) \frac{\omega\tau_{\text{las}}}{\sqrt{I_{18}}}. \quad (1)$$

С увеличением периода $d_1 + d_2$ растет оптимальная высота, что понятно, поскольку большое поглощение можно получить всего на одном элементе рельефа, запустив лазерный импульс вдоль длинной поверхности. Такая ситуация оптимальна по поглощению, однако при этом быстрые электроны остаются на элементах рельефа, не переходя на подложку. Зависимость минимального значения h от интенсивности при остальных фиксированных параметрах лазерного импульса (см. параметры РИС-расчета) приведена на рис.4. Быстрые электроны заполняют мишень с наибольшей плотностью именно при наименьшем h . Таким образом, наиболее эффективная мишень будет иметь минимально возможные значения $d_1 + d_2$, что соответствует $d_1 + d_2 = l_{\text{extr}} + 2r_e$. Высота профиля при этом определится формулой (1). Отметим, что минимальная высота не должна быть меньше половины продольного размера h^* «восьмерки» при движении электрона в электромагнитной волне [8]. Иначе при выводе формулы для h нельзя воспользоваться энергией $\varepsilon_{\text{ch}2}$. В соответствии с [8]

$$h^* = \frac{\lambda_{\text{las}}}{16\pi} \frac{1.37I_{18}}{1 + 0.7I_{18}} \sim 0.05\lambda_{\text{las}}.$$

Обычно значение h , полученное из (1), существенно превышает h^* . Оценим параметры оптимального рельефа для использованных нами параметров РИС-счета $\lambda_{\text{las}} = 0.8$ мкм, $I_{18} = 100$, $\tau_{\text{las}} = 15$ фс. Тогда $d_2 \sim 0.4$ мкм, $d_1 \sim 0.15$ мкм, $h \sim 0.2$ мкм. Таким образом, параметры численного моделирования были близки к оптимальным, за исключением высоты рельефа. Отметим, что увеличение высоты рельефа сверх оптимальной не изменит поглощение лазерного излучения и полную энергию быстрых электронов, но эта энергия будет распределена в большем объеме. При скорости, близкой к скорости света, электрон проходит 1 мкм за 3.3 фс, поэтому горячие электроны быстро заполняют мишень, создав вокруг нее электронную дебаевскую «шубу». Мишени с одинаковыми коэффициентами поглощения обладают одинаковой полной энергией быстрых электронов. Объем одного периода структуры $V = (d_1 + d_2)sl + hld_1$, где s – поперечный размер мишени. В случае плоской фольги объем равен $(d_1 + d_2)sl$, если же мишени имеют разные высоты рельефа $h_{1,2}$, то отношение объемов

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{(1 + d_2/d_1)s + h_1}{(1 + d_2/d_1)s + h_2}.$$

При одинаковых коэффициентах поглощения (полной энергии электронов) плотность электронной энергии снизится в V_1/V_2 раз, а максимальная температура электрона после расширения на весь объем мишени – в $(V_1/V_2)^{\gamma-1}$ раз (здесь γ – показатель адиабаты). Таким образом, чтобы увеличить выход K_α -квантов, нужно стремиться не только к увеличению поглощения с помощью увеличения высоты элементов рельефа, но и к минимизации объема рельефа по сравнению с объемом подложки. Предпочтительными по эффективности генерации рентгеновского излучения оказываются мишени с минимальными d_1 , максимальными d_2 и минимальными h из оптимального для поглощения диапазона параметров рельефа. Перейдем к нахождению числа рентгеновских квантов, генерируемых оптимальной мишенью, и к определению коэффициента конверсии лазерной энергии в энергию K_α -квантов.

4. Генерация K_α -фотонов быстрыми электронами

Зная функцию распределения $f_e(E; t)$ (см., напр., рис.2) быстрых электронов, ее временную эволюцию и сечение генерации K_α -кванта, можно написать простую формулу для полного числа излучаемых квантов N_{ph} :

$$N_{\text{ph}} = \frac{1}{T} \int_0^T dt \frac{\Omega}{4\pi} N_{\text{ch}} \int_{E_z}^{\infty} dE \varepsilon_z \sigma_z(E) \times \int_0^l dx n_a f_e(E_{e0}; t) \exp\left(-\frac{x}{\lambda_{\text{ph}}}\right), \quad (2)$$

где T – время, за которое энергия электрона падает до порога генерации K_α -кванта; N_{ch} – полное число быстрых электронов. Сечение генерации K_α -кванта, корректное в области релятивистских энергий налетающего электрона, было получено в работах [9, 10]:

$$\sigma_z(E) \approx R(u)5m \left(\frac{Ry}{E_z} \right)^2 \frac{\ln(u+1)}{u+1} \times [1 - 0.8 \exp(-0.5u)] \pi r_B^2, \quad u = \frac{E}{E_z} - 1. \quad (3)$$

Корректирующий множитель $R(u)$ в формуле (3) имеет два асимптотических предела: $R \sim 1$ для нерелятивистских энергий электрона и $R \sim u$ для релятивистских. Очевидно, что в исследуемом нами релятивистском пределе сечение логарифмически растет с энергией электрона. В формулах (2), (3) r_B – борковский радиус; n_a – концентрация атомов в мишени; Ry – постоянная Ридберга; $\Omega/4\pi$ – телесный угол излучения K_α -квантов; $\varepsilon_z(Z) \approx Z^4/(a_z + Z^4)$; $a_z \approx 10^6$ – K_α -фактор фотонов; $\lambda_{ph} = |\cos \alpha|/(n_a \sigma_{ph})$ – длина свободного пробега фотона, зависящая от угла излучения; $\sigma_{ph}(Z, \hbar\omega_k) \approx 8.3 \times 10^{-18} \times Z^{-2} [E_z/(\hbar\omega_k)]^3$ – сечение фотопоглощения K_α -фотонов [11]; Z – заряд ядра.

Энергия электрона на поверхности мишени E_{e0} и его энергия E на глубине x связаны в формуле (2) законом торможения Бете – Блоха:

$$E_{e0} \approx \sqrt{2 \int_0^x A_e dx + E^2}, \quad A_e \approx 2\pi e^4 n_i Z_{av} \ln(E_z/E_{av}),$$

где n_i – концентрация ионов мишени; $E_z \approx \frac{3}{4} Ry Z^2$ – энергия ионизации К-оболочки; $E_{av} \approx 0.8 E_z$; Z_{av} – степень ионизации атомов мишени.

Временная эволюция функции распределения горячих электронов $f_e(E_{e0}; t)$ в формуле (2) находилась из данных численного моделирования. Для этого функция распределения в моменты времени 0.2, 0.4, ..., 0.8 пс (см. рис.2) аппроксимировалась экспонентой, откуда определялась зависимость эффективной температуры от времени. На временах, больших 0.8 пс, численное моделирование не проводилось, и временная зависимость температуры экстраполировалась. Затем по формуле (2) находилось количество N_{ph} K_α -фотонов углерода для ограниченной профилированной и плоской неограниченной СН-мишени. Коэффициент конверсии лазерного излучения в K_α -излучение углерода $\kappa = N_{ph} \hbar\omega_{K_\alpha} / \varepsilon_{las}$, где $\varepsilon_{las} = 0.1$ Дж – энергия лазерного импульса; $\hbar\omega_{K_\alpha} = 0.284$ кэВ – энергия K_α -кванта углерода. Для оптимальной ограниченной профилированной мишени $\kappa \sim 10^{-3}$, для плоской неограниченной мишени той же толщины $\kappa = 6 \times 10^{-5}$. Таким образом, оптимальный рельеф лазерной мишени повышает эффективность конверсии лазерного излучения в линейчатое рентгеновское излучение примерно в 13 раз. Отметим, что конечность контраста лазерного импульса (наличие предимпульса) способна разрушить рельеф и уменьшить приведенные выше результаты. С учетом конечности контраста оптимальными могут оказаться бо-

лее крупный рельеф и более толстая мишень. Каждому значению контраста будут соответствовать оптимальные геометрические параметры. Расчет оптимальной мишени при наличии лазерного предимпульса планируется осуществить в дальнейших работах.

5. Заключение

По результатам выполненного в настоящей работе исследования K_α -излучения тонких ограниченных рельефных лазерных мишеней можно сделать следующие выводы.

1. Нанесение рельефа приводит к увеличению поглощения лазерного излучения мишенью (как ограниченной, так и неограниченной) до предельно возможных значений, близких к 100 %, и увеличивает выход рентгеновских K_α -квантов. От конкретного профиля выступа (прямоугольный, гармонический) поглощение и рентгеновский выход зависят слабо.

2. Для достижения максимальной эффективности источника K_α -квантов объем элементов рельефа ограниченной мишени должен быть меньше объема основной фольги. В противном случае поглощение лазерного излучения будет высоким, но последующее расплывание облака горячих электронов по рельефу большого объема приведет к падению температуры и снижению выхода рентгеновских квантов.

3. При толщине мишени, не превышающей длины пробега K_α -кванта, можно, используя эффект циркуляции быстрого электрона в мишени, собирать излучение со всего пути горячего электрона.

4. Ограниченная в поперечном направлении мишень оптимальной толщины с оптимальным рельефом обладает на настоящее время наиболее высоким поглощением и наибольшим коэффициентом конверсии (до 10^{-3} в приведенном расчете) лазерного излучения в рентгеновское K_α -излучение.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 09-02-12129-офи_м).

1. Neely D., Foster P., Robinson A. *App. Phys. Lett.*, **89**, 021502 (2006); Yin L., Albright B.J., Hegelich B.M. *Phys. Plasmas*, **14**, 056706 (2007).
2. Dong Q.L., Sheng Z.-M., Yu M.Y., Zhang J. *Phys. Rev. E*, **68**, 026408 (2003).
3. Buffechoux S., Psikal J., et. al. *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 015005 (2010).
4. Lihua Cao, Yuqiu Gu, et. al. *Phys. Plasmas*, **17**, 043103 (2010).
5. Wang W.M., Sheng Z.M., Zhang J. *Phys. Plasmas*, **15**, 030702 (2008).
6. Hoffmann D.H.H., Brendel C., Genz H. *Z. Phys. A*, **293**, 187 (1979).
7. Андреев А.А., Платонов К.Ю. *Оптика и спектроскопия*, **110**, 23 (2011).
8. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теория поля* (М.: Наука, 1980).
9. Andreev A.A., Limpouch J. *J. Plasma Phys.*, **62**, 179 (1999).
10. Casnati E., Tartari A., Balardi C. *J.Phys.B*, **15**, 155 (1982).
11. Seltzer S.M. *Appl. Radiat. Isot.*, **42**, 917 (1991).