

# Повышение выхода горячих электронов и гамма-излучения подбором толщины преплазмы мишени, облучаемой коротким лазерным импульсом

А.В.Брантов, М.Г.Лобок, В.Ю.Быченков

*С использованием трехмерного численного моделирования исследованы зависимости температуры и числа горячих электронов от размеров плазменной короны мишени в виде тонкой фольги, облучаемой коротким лазерным импульсом релятивистской интенсивности. Для лазерного импульса с энергией 300 мДж длительностью 30 фс установлен оптимальный размер преплазмы, обеспечивающий оптимальный выход в направлении вперед ускоренных электронов, способных производить гамма-кванты с энергией в единицы МэВ. Изучена генерация гамма-излучения такими лазерно-ускоренными электронами, бомбардирующими мишень-конвертер, установленный позади лазерной мишени, и показано, что яркость такого гамма-источника достигает  $10^{15}$  фот. $\cdot$ с $^{-1}$  $\cdot$ мрад $^{-2}$  $\cdot$ мм $^{-2}$  (0.1% BW) $^{-1}$ .*

**Ключевые слова:** гамма-излучение, релятивистски интенсивный лазерный импульс, трехмерное моделирование.

## 1. Введение

Источники рентгеновского излучения, использующие лазерные методы ускорения электронов, имеют широкий спектр потенциальных применений в медицине, биологии, материаловедении и для систем безопасности (досмотра) [1]. Уже экспериментально продемонстрированы возможности применения лазерных источников для диагностической радиологии, основанной на методике фазово-контрастного изображения [2], для досмотровых целей с использованием высококонтрастной гамма-радиографии [3, 4], в ядерной медицине для производства медицинских изотопов через фотоядерные реакции [5], для радиографии высокоплотной плазмы [1]. Широко обсуждаются возможности применения такого рентгеновского излучения в медицине и биологии для восстановления трехмерной картины при компьютерной томографии с использованием рентгеновских квантов с энергией от 15 до 50 кэВ [6], для радиотерапии и радиохирургии с использованием гамма-излучения [7]. В последнем случае речь идет о замене традиционного источника гамма-излучения, основанного на изотопе кобальт 60, который излучает гамма-кванты с энергией 1.17 и 1.33 МэВ.

Настоящая работа является продолжением уже начатых нами исследований по оптимизации лазерно-плазменных мишеней, облучаемых фемтосекундным лазерным импульсом, для эффективного ускорения электронов и получения вторичного излучения в рентгеновском и

гамма-диапазоне частот [8]. Размер преплазмы (короны) является определяющим параметром для получения как можно большего числа лазерно-ускоренных электронов с энергией в несколько МэВ и выхода жесткого рентгеновского излучения. Ранее мы демонстрировали, как с увеличением преплазмы увеличивался выход гамма-квантов с энергией меньше 1 МэВ из мишени-конвертера, облучаемого лазерно-ускоренными электронами [8], однако оптимальный размер преплазмы не был найден. В настоящей работе мы, продолжив увеличивать длину преплазмы, находим ее оптимальный размер, обсуждаем влияние формы преплазмы на ускорение электронов и детально анализируем спектры вторичного жесткого излучения, полученные от воздействия пучка лазерно-ускоренных электронов на различные мишени-конвертеры.

## 2. Ускорение электронов из мишеней с протяженной плазменной короной

Основной задачей проведенного моделирования являлся поиск оптимальной слоистой мишени для эффективной генерации релятивистски интенсивным лазерным импульсом пучка электронов, проникающего сквозь мишень. Изучается генерация электронов из фольги с преплазмой – плазменной короной, которая может создаваться у передней поверхности мишени из-за того, что лазерному импульсу предшествует достаточно длинный, обычно наносекундный, предимпульс либо короткий более интенсивный лазерный импульс. Использование обоих вариантов позволяет управлять параметрами возникающей короны. Отметим работу [9], в которой проводилась диагностика предварительно созданной преплазмы, что позволяет влиять на параметры короны, управляя интенсивностью предимпульса, его задержкой, составом мишени и т. п.

Моделирование взаимодействия лазерного излучения с плазмой выполнялось с помощью трехмерного полностью релятивистского кода «частица-в-ячейке» Мандор [10]. В проведенных трехмерных расчетах линейно поляризованный лазерный импульс длительностью 30 фс (с

А.В.Брантов, В.Ю.Быченков. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Центр фундаментальных и прикладных исследований, Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л.Духова, «Росатом», Россия, 127055 Москва, Суцеская ул., 22; e-mail: brantov@sci.lebedev.ru, bychenk@sci.lebedev.ru

М.Г.Лобок. Центр фундаментальных и прикладных исследований, Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л.Духова, «Росатом», Россия, 127055 Москва, Суцеская ул., 22

гауссовым временным распределением интенсивности) фокусировался на переднюю поверхность мишени в фокальное пятно диаметром 4 мкм и с гауссовым распределением интенсивности по радиусу. Максимальное значение интенсивности лазерного излучения,  $5 \times 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup> (что соответствует безразмерной амплитуде лазерного поля  $a_0 = 6$  для длины волны  $\lambda = 1$  мкм), отвечало энергии лазерного импульса 0.3 Дж. Во всех расчетах рассматривалось нормальное падение лазерного импульса на мишень, состоящую из электронов массой  $m_e$  и тяжелых ионов с зарядом  $Z$  и массой  $m_i$  ( $Zm_e/m_i = 1/3672$ ), с плотностью электронов в 100 критических плотностей. Преплазма моделировалась с использованием линейно растущего профиля электронной плотности, которая нарастала от нуля до электронной критической плотности  $n_c$  на расстоянии, меняющемся в расчетах от 10 до 60 мкм. Толщина основной мишени составляла 0.05 мкм. Наряду с линейным профилем рассматривался экспоненциальный профиль преплазмы,  $n_e = 2n_c \exp(-x/L)$ , где  $L = 5$  мкм для толщины преплазмы 20 мкм и 10 мкм для толщины преплазмы 40 мкм.

В проведенных трехмерных расчетах использовался пространственный шаг  $x \times y \times z = 0.02 \times 0.05 \times 0.05$  мкм, где  $x$  (продольное направление) отвечает направлению распространения лазерного импульса, поляризованного в направлении  $z$ . Полная расчетная область менялась от 60 до 100 мкм в продольном направлении в зависимости от размера преплазмы и составляла 20 мкм в обоих поперечных направлениях. В расчетах регистрировался спектр электронов, вылетевших за мишень в конус с углом раствора 90°.

Результаты расчетов ускорения электронов из мишени с различным линейным профилем преплазмы показаны на рис.1. Хорошо видно, что размер преплазмы 20 мкм отвечает генерации уже практически максимального числа энергетичных электронов. Увеличение размера преплазмы до 40 мкм приводит лишь к незначительному росту числа и энергии наиболее энергетичных частиц. Дальнейший рост преплазмы не дает выигрыша в энергии и числе ускоренных электронов, что связано с «истощением» лазерного импульса. Таким образом, преплазма с характерной толщиной 20–40 мкм является оптимальной для ускорения электронов фемтосекундным лазерным импульсом с энергией 300 мДж. Спектр ускоренных

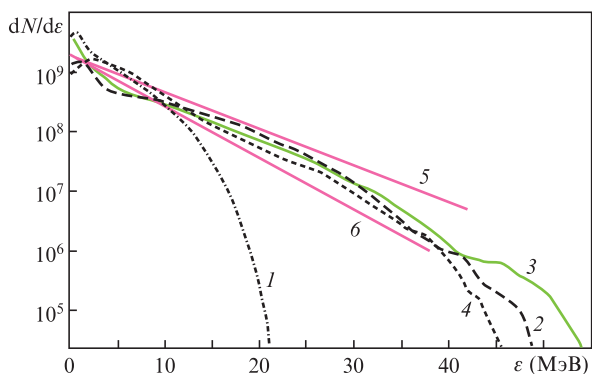


Рис.1. Спектры электронов, вылетевших за мишень в телесный угол с раствором в 90°, на момент окончания расчетов ( $t = 320$  фс) при облучении мишени (толщиной 0.05 мкм) с преплазмой с линейным профилем плотности, меняющейся от нуля до критической плотности на толщине преплазмы 10 (1), 20 (2), 40 (3) и 60 мкм (4). Прямые соответствуют максвелловскому распределению с температурой 7 (5) и 5 МэВ (6).

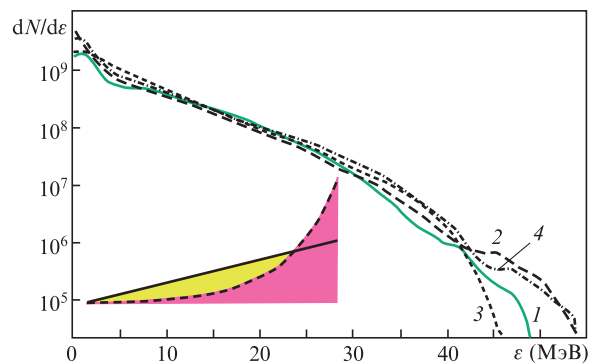


Рис.2. Сравнение спектров электронов, вылетевших за мишень при облучении мишени (0.05 мкм) с преплазмой с линейным профилем плотности (1, 2) и с преплазмой с экспоненциальным профилем (3, 4), меняющейся от нуля до критической плотности на толщине (1, 3) и 40 мкм (2, 4).

электронов, строго говоря, не является максвелловским с одной определенной температурой. Однако, как видно из рис.1, средняя энергия (температура) ускоренных электронов лежит в пределах 5–7 МэВ. Пучок вылетевших за мишень электронов имеет полный заряд  $\sim 1$  нК и характерный поперечный размер  $\sim 10$  мкм. Отметим, что профиль преплазмы слабо влияет на эффективность ускорения частиц. В частности, можно подобрать экспоненциальный профиль плотности (рис.2), который дает практически то же число горячих электронов, что и линейный профиль. Наиболее энергетичные электроны (не менее 40 МэВ) летят в направлении распространения лазерного импульса в угол  $\theta \leq 10^\circ$  (рис.3), тогда как их основная масса (более 10 МэВ) достаточно слабо коллимирована ( $\theta \leq 40^\circ$ ).

Как уже отмечалось в предыдущей работе [8], ускорение электронов в короне происходит вследствие стохастического нагрева в сложных лазерно-плазменных полях, обусловленного возникновением стоячего лазерного

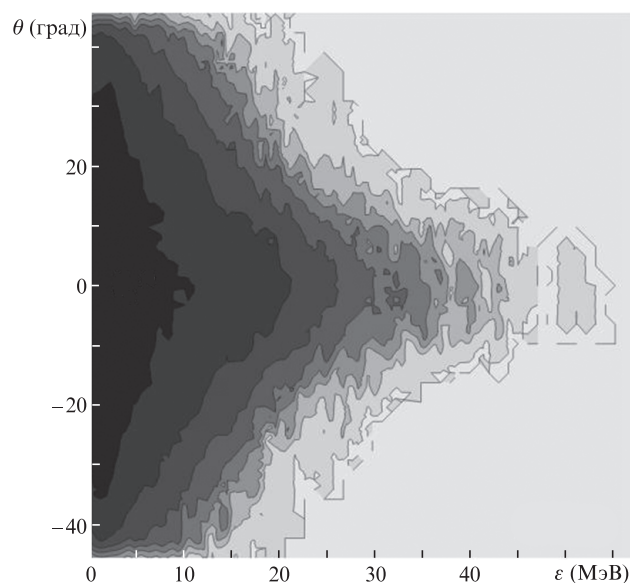


Рис.3. Угловое распределение электронов, вылетевших за мишень при облучении мишени с преплазмой с линейным профилем плотности, меняющейся от нуля до критической плотности на толщине 20 мкм. Каждый контур отвечает падению концентрации электронов примерно в пять раз.

поля, продольного электрического поля и радиального электрического поля в плазменном канале преплазмы, а также развития плазменных неустойчивостей.

### 3. Использование ускоренных пучков электронов для генерации гамма-излучения

Пучки электронов, ускоренные коротким лазерным импульсом, использовались для расчета генерации гамма-излучения из второй мишени (мишени-конвертера), установленной сразу за лазерной мишенью. Отметим, что генерация жесткого излучения вследствие тормозного процесса в короне сильно подавлена из-за низких плотности преплазмы и заряда ионов. Возможная бесстолкновительная генерация жестких квантов за счет излучения бетатронного типа [11, 12], которая в принципе может быть существенной для достаточно протяженной короны, в рассматриваемом случае несущественна вследствие относительно малого размера преплазмы.

Для анализа генерируемого гамма-излучения ускоренные в лазерной мишени электроны, полученные с помощью трехмерного моделирования кодом Мандор, в качестве исходных использовались в коде GEANT-4. Конвертером служили фольги из тантала, золота и меди толщиной 400 мкм и 2 мм. В результате проведенных расчетов численно регистрировалось гамма-излучение, прошедшее сквозь конвертер, а также в направлении назад (перед мишенью-конвертером). Кроме того, регистрировался поток прошедших электронов.

Спектры вторичного излучения, прошедшего за мишень, представлены на рис.4 для всех рассматриваемых видов мишеней-конвертеров при толщине 2 мм. В низкоэнергетической части спектра (см. вставку на рис.4) хорошо видны все характеристические линии металлов. «Температура» гамма-излучения, обусловленная тормозным поглощением, не зависит от мишени-конвертера и в нашем случае составляет 4 МэВ. В то же время число энергетических квантов растет с атомным номером конвертера и для золота и тантала оказывается примерно на порядок больше, чем для меди. Можно оценить полную энергию гамма-излучения, прошедшего через мишень. Для золотой мишени она составляет 14.3 мкДж, что отвечает коэффициенту конверсии энергии лазерного излучения в

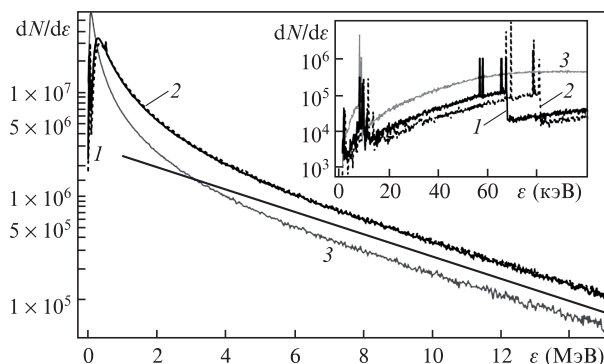


Рис.4. Спектры рентгеновского излучения из мишеней-конвертеров, состоящих из тантала (1), золота (2) и меди (3), облучаемых электронами, ускоренными из мишени с преплазмой размером 20 мкм. Толщина мишени-конвертера составляла 2 мм. Прямая линия – экспоненциальный спектр при температуре 4 МэВ. На вставке показана низкоэнергетическая область, где хорошо видны линии, отвечающие характеристическому излучению.

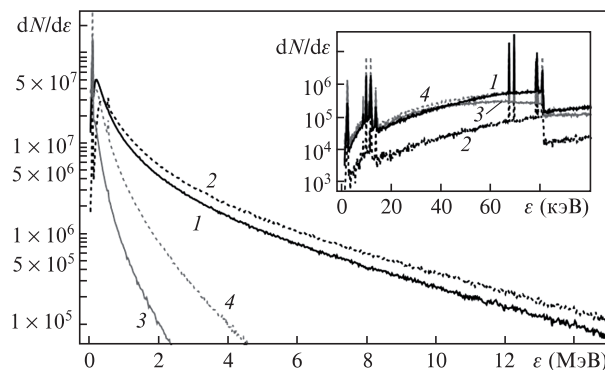


Рис.5. Спектры прошедшего (1, 2) и отраженного (3, 4) рентгеновского излучения из золотой мишени-конвертера толщиной 2 мм (2, 4) и 400 мкм (1, 3), облучаемого электронами, ускоренными из мишени с преплазмой размером 20 мкм. На вставке показана низкоэнергетическая область жесткого рентгеновского спектра с линиями, отвечающими характеристическому излучению.

энергию гамма-излучения  $\sim 5 \times 10^{-5}$ . Использование медной мишени снижает энергию рентгеновского излучения до 7 мкДж.

Зависимость спектра гамма-излучения от толщины золотой мишени-конвертера представлена на рис.5. Уменьшение толщины мишени до 400 мкм приводит к снижению полной энергии гамма-излучения до 11 мкДж. При этом несколько возрастают спектральная плотность мощности в низкоэнергетической части спектра и интенсивность линий характеристического излучения. Вместе с тем характеристическое излучение оказывается еще выше для идущего назад из конвертера гамма-излучения, в спектре которого тормозное излучение сильно подавлено (ср. кривые на рис.5). Отметим, что в низкоэнергетической части спектра (до 100 кэВ), включающей характеристическое излучение, содержится не более 0.1 мкДж энергии. Длительность импульса рентгеновского источника зависит от толщины мишени-конвертера [13] и для мишени толщиной 2 мм составляет порядка 7 пс, а для мишени толщиной 400 мкм уменьшается до 1.5 пс.

Угловое распределение вторичного излучения зависит от энергии квантов. В диапазоне энергий порядка нескольких МэВ оно составляет  $\sim 10^\circ$ . Размер источника совпадает с размером пучка электронов при условии расположения мишени-конвертера сразу за лазерной мишенью. Это позволяет оценить яркость гамма-источника, которая при энергиях гамма-квантов 0.5–1.5 МэВ составляет примерно  $10^{15}$  фот. $\cdot$ с $^{-1}$  $\cdot$ мрад $^{-2}$  $\cdot$ мм $^{-2}$ (0.1% BW) $^{-1}$ . При увеличении энергии излучения до 5 МэВ яркость источника падает примерно в два раза. Отметим, что несмотря на падение полного числа квантов с энергией 1 МэВ на 20%–30%, использование более тонкой мишени-конвертера дает большую яркость источника за счет уменьшения его длительности.

Чтобы оценить эффективность передачи энергии от падающего пучка электронов, на рис.6 представлены спектры прошедших через мишень электронов. Хорошо видно, что через мишень толщиной 400 мкм проходит значительное число горячих электронов, несущих примерно 60% энергии падающего пучка. Увеличение толщины мишени до 2 мм приводит к значительному снижению числа прошедших электронов и их энергии. В прошедшем пучке остается только 4% энергии падающего

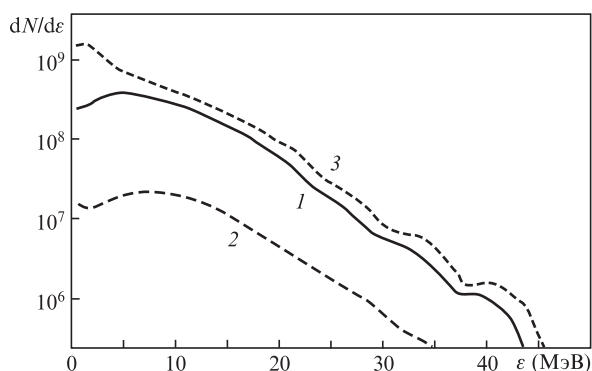


Рис.6. Спектры электронов, прошедших через мишень толщиной 400 мкм (1) и 2 мм (2), а также спектр падающего пучка электронов (3).

пучка. Таким образом, дальнейшее увеличение толщины мишени не приведет к заметному росту эффективности генерации гамма-излучения.

#### 4. Заключение

С помощью трехмерного численного моделирования найден оптимальный размер преплазмы для эффективного ускорения электронов фемтосекундным лазерным импульсом с энергией 300 мДж. Показано, что за счет оптимизации ускорения электронов из мишени с преплазмой удастся значительно поднять число ускоренных электронов и их энергию и тем самым повысить эффективность конвертации энергии лазера в гамма-излучение в пять раз по сравнению с ранее изученным случаем ускорения электронов в преплазме, когда ее длина не отвечала установленному оптимальному размеру [8]. (Отметим, что в работе [8] допущена описка в полном числе генерируемых квантов жесткого рентгеновского излучения: вместо  $4 \times 10^9$  следует читать  $2 \times 10^7$  квантов рентгеновского излучения с энергией от 0.1 до 2 МэВ.)

Наши расчеты с оптимальной мишенью предсказывают генерацию  $4 \times 10^7$  квантов гамма-излучения с энергиями в интервале 0.1–15 МэВ и температурой  $\sim 4$  МэВ. При условии работы лазера в килogerцевом режиме такой источник может использоваться для радиографии плотных статических объектов с проникновением вглубь на несколько сантиметров. При этом максимальная яркость источника достигается в области энергий  $\sim 1$  МэВ в направлении вперед и составляет  $10^{15}$  фот. $\cdot$ с $^{-1}$  $\cdot$ мрад $^{-2}$  $\cdot$ мм $^{-2}$  ( $0.1\%$  BW) $^{-1}$ . Следовательно, для лазера с энергией в импульсе 30 Дж можно ожидать яркости, сопоставимой с яркостью синхротронов 3-го поколения для гамма-энергий  $\sim 1$  МэВ.

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН «Экстремальное лазерное излучение: физика и фундаментальные приложения» и РФФИ (гранты № 14-29-09244-офи-м, 15-02-03042-а, 16-02-00088-а).

1. Albert F., Thomas A.G.R. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **58**, 103001 (2016).
2. Wenz J., Schleede S., Khrennikov K., Bech M., Thibault P., Heigoldt M., Pfeiffer F., Karsch S. *Nat. Commun.*, **6**, 7568 (2015).
3. Courtois C. et al. *Phys. Plasmas*, **20**, 083114 (2013).
4. Brenner C.M., Mirfayzi S.R., Rusby D.R., et al. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **58**, 014039 (2016).
5. Reed S.A. et al. *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 231107 (2006).
6. Cole J.M., Wood J.C., Lopes N.C., et al. *Sci. Rep.*, **5** 13244 (2015).
7. Weeks K.J., Litvinenko V.N., Madey J.M.J. *Med. Phys.*, **24**, 417 (1997); Girolami B., Larsson B., Preger M., Schaerf C., Stepanek J. *Phys. Med. Biol.*, **41**, 1581 (1996).
8. Брантов А.В., Лобок М.Г., Быченков В.Ю. *Квантовая электроника*, **46** (4), 342 (2016).
9. Крестовских Д.А., Иванов К.А., Цымбалов И.Н., Шуляпов С.А., Букин В.В., Волков Р.В., Рупасов А.А., Савельев А.Б. *Квантовая электроника*, **47** (1), 42 (2017).
10. Romanov D.V., Bychenkov V.Yu., Rozmus W., Capjack C.E., Fedosejevs R. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 215004 (2004).
11. Esarey E., Shadwick B.A., Catravas P., Leemans W.P., *Phys. Rev. E*, **65**, 056505 (2002).
12. Kiselev S., Pukhov A., Kostyukov I. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 135004 (2004).
13. Cipiccia S., Wiggins S.M., Shanks R.P., et al. *J. Appl. Phys.*, **111**, 063302 (2012).