

05

Моделирование рентгеновского излучения субпикосекундного лазерно-плазменного рентгеновского источника

© М.В. Седов¹, С.Н. Рязанцев^{1,2}, С.А. Пикуз^{1,2}

¹ Объединенный институт высоких температур РАН (ОИВТ РАН),
125412 Москва, Россия

² Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ,
115409 Москва, Россия

e-mail: sedov_max@mail.ru

Поступила в редакцию 20.12.2021 г.

В окончательной редакции 20.12.2021 г.

Принята к публикации 30.12.2021 г.

С целью оптимизации лазерно-плазменных источников рентгеновского излучения методами численного моделирования проведена серия 2d PIC-расчетов с использованием кода EPOCH. Длительность лазерного импульса 0.7 ps, пиковая интенсивность $3 \cdot 10^{20}$ W/cm², в качестве мишени использовалась кремниевая фольга толщиной 2 и 5 мкм. Рассчитан коэффициент конверсии энергии лазерного излучения в непрерывный рентгеновский спектр. Результаты сравнения расчетов с экспериментальными измерениями показали их удовлетворительное согласие.

Ключевые слова: лазерная плазма, петаваттный лазер, рентгеновское излучение, PIC-расчет.

DOI: 10.21883/OS.2022.04.52262.59-21

Введение

Взаимодействие лазерного импульса высокой интенсивности ($I_L > 10^{18}$ W/cm²) с мишенью твердотельной плотности приводит к конверсии значительной части лазерной энергии (от нескольких процентов до ~ 50%) в релятивистские электроны [1–3]. Эти электроны затем распространяются в глубь мишени (или через вторичную мишень), где часть их энергии переходит либо в непрерывный рентгеновский спектр, либо в характеристическое излучение (через радиационную релаксацию возбужденных состояний атомов [3,4]). В данной работе рассматривается излучение плазмы исключительно в непрерывный рентгеновский спектр. Подобные лазерные источники могут служить для высокоразрешающей рентгенографии плотных объектов [5–9], абсорбционной спектроскопии нагретой плазмы [7, 8] или для характеристики распределения быстрых электронов [10–14]. Кроме того, крайне интересно их применение для инициации фотоядерных реакций [15–19].

Вопрос оптимизации подобных лазерно-плазменных источников рентгеновского излучения не теряет своей актуальности. Здесь необходимо отметить, что излучение плазмы в непрерывный спектр осуществляется несколькими механизмами: тормозное излучение при столкновениях горячих электронов с атомами мишени; излучение, возникающее при взаимодействии релятивистских электронов с сильным электромагнитным (в частности, лазерным) полем (синхротронное излучение); генерация высоких гармоник; циклотронное излучение. Отметим, что в научной литературе не сложилось единой терминологии для обозначения рентге-

новского излучения, возникающего при взаимодействии электронов с лазерным полем. Если лазерный импульс циркулярно поляризован и закручивает электроны по спирали, то излучение в данном случае чаще всего называют циклотронным [20,21]. Если лазерный импульс с линейной поляризацией вынуждает совершать электроны преимущественно поперечные колебания (например, распространяясь в плазменном канале, или при облучении тонкой проволоки), то возникающее рентгеновское излучение чаще всего называют бетатронным. Если пучок релятивистских электронов облучается идущим им навстречу лазерным импульсом, то возникающее излучение называют обратным комптоновским рассеянием. В работах [12,13] были получены теоретические оценки рентгеновского излучения электронов в поле лазерного импульса. В данных работах излучение называлось синхротронным, или как синоним использовался термин обратное комптоновское излучение. В данной работе мы следуем этой терминологии и для описания рентгеновского излучения, возникающего при взаимодействии релятивистских электронов с сильным электромагнитным полем, используем термин синхротронное излучение. Заметим, что синхротронное излучение может быть обусловлено не только лазерным полем, но также сильными квазистатическими полями, которые могут быть индуцированы во время взаимодействия лазера с плазмой [14].

Циклотронное излучение помимо циркулярно поляризованного лазерного импульса требует специальных условий для закручивания электронов в плазменном канале [10] или особых мишеней в виде нанотрубок [11]. Для эффективной генерации гармоник в рентгенов-

ской области также необходимы специальные условия [15]. Мы рассматриваем взаимодействие линейно поляризованного лазерного импульса с плоской мишенью. В данном случае основной вклад в генерацию рентгеновских фотонов в непрерывном спектре вносят тормозное и синхротронное излучения. Проведение экспериментальных исследований с использованием лазерных установок петаваттного класса является весьма затратной задачей, поэтому здесь на первый план выходят методы численного моделирования. Относительно недавно появились коды, которые позволяют самосогласованно учитывать рентгеновское излучение плазмы в PIC (particle in cell, частица в ячейке) расчете: EPOCH [16], OSIRIS [17], CALDER [18], PICLS [19], и другие [20], [21]. В работах [22–24] исследовался коэффициент конверсии фемтосекундного лазерного импульса в тормозное и синхротронное излучение для лазерных интенсивностей $\sim 10^{23}$ W/cm². В [20,25] рассматривался широкий набор лазерных интенсивностей (10^{19} – 10^{24} W/cm²). В результате исследования было обнаружено, что синхротронное излучение начинает превышать тормозное при интенсивности $\sim 10^{22}$ W/cm². В работах [26–28] исследовалось угловое распределение фотонов с энергией > 1 MeV как функция от толщины мишени для лазерной интенсивности 10^{23} W/cm² [26,28] и для 10^{22} W/cm² [27]. Отметим, что все вышеописанные работы рассматривали фемтосекундный лазерный импульс (30–120 fs). В данной работе рассматривается рентгеновское излучение в непрерывном спектре при взаимодействии *p*-поляризованного лазерного излучения (с интенсивностью $> 10^{20}$ W/cm²) субпикосекундной (0.7–1 ps) длительности с плоскими мишенями различной толщины и для различных углов падения лазерного излучения. Результаты моделирования также сравниваются с экспериментальными измерениями, полученными на лазерной установке Вулкан [22].

Описание численного расчета

Была проведена серия 2d PIC-расчетов с использованием кода EPOCH. В данном коде тормозное излучение моделируется с использованием метода Монте-Карло по сечениям упругого и неупругого рассеяния [29]. Квантовые эффекты, рождение электрон-позитронных пар и синхротронное излучение в коде EPOCH моделируется методами квантовой электродинамики также с использованием метода Монте-Карло [23,24]. Параметры моделирования выбирались для максимального совпадения с экспериментом [22]: лазерный импульс имел *p*-поляризацию, интенсивность на мишени была $3 \cdot 10^{20}$ W/cm², длительность лазерного импульса 0.7 ps (0.7–1 ps в эксперименте). В эксперименте диаметр лазерного пятна был ~ 7 μm, угол падения лазерного излучения на мишень 45°, длина волны лазерного

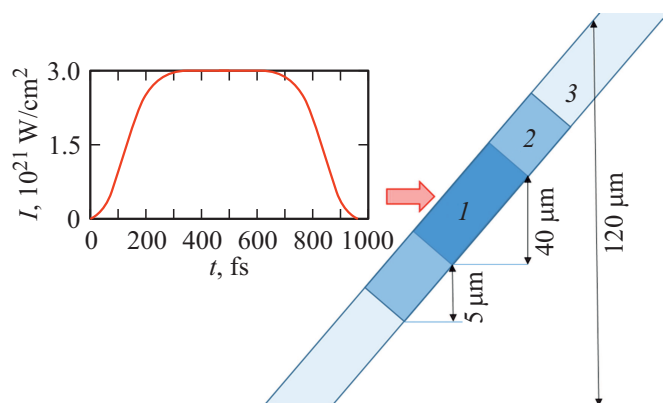


Рис. 1. Схема численного моделирования.

излучения 1.054 μm, в расчете для случая нормального падения диаметр пятна был 4.5 μm, а для угла падения в 45°: 4.5 [μm]/cos($\pi/4$) ~ 6.4 μm, длина волны 1 μm. Пространственное распределение лазерного импульса было гауссовым, распределение во времени — супергауссово 3-го порядка с шириной 0.7 ps. В качестве мишени использовалась полностью ионизованная кремниевая фольга твердотельной плотности ($5 \cdot 10^{22}$ ions/cm³) толщиной 2 и 5 μm, моделировались два угла падения лазерного импульса на мишень: 0° и 45°. Так как в данной работе лазерный импульс имеет субпикосекундную длительность, то необходимо задавать достаточно большую область моделирования, чтобы корректно описывать взаимодействие лазерного импульса с быстро разогревающейся и расширяющейся плазмой. В расчетах использовалась область моделирования 120×120 μm, равномерно разбитая на ячейки. Размер отдельной ячейки — 10×10 nm. Для уменьшения шума и численного нагрева плазмы в расчете использовался алгоритм сглаживания токов, форма макрочастиц задавалась сплайном 3-го порядка. На всех границах область моделирования прозрачна для излучения, а если границу пересекали крупные частицы, то код считал, что они отразились от стенки, при этом их энергия становилась равной начальной температуре плазмы (1 eV).

Для экономии вычислительного времени, а также для лучшего описания взаимодействия лазерного импульса с центральной областью мишени применялось условное разделение мишени на несколько зон (рис. 1): центральная зона 1 имела 50 крупных частиц-ионов и 50×14 крупных частиц-электронов в каждой ячейке, зона 2 имела вдвое меньшее количество крупных частиц в каждой ячейке (25 ионов и 25×14 электронов) и зона 3 имела 10 крупных частиц-ионов и 10×14 крупных частиц-электронов в каждой ячейке соответственно. Пространственные размеры зон приведены на рис. 1.

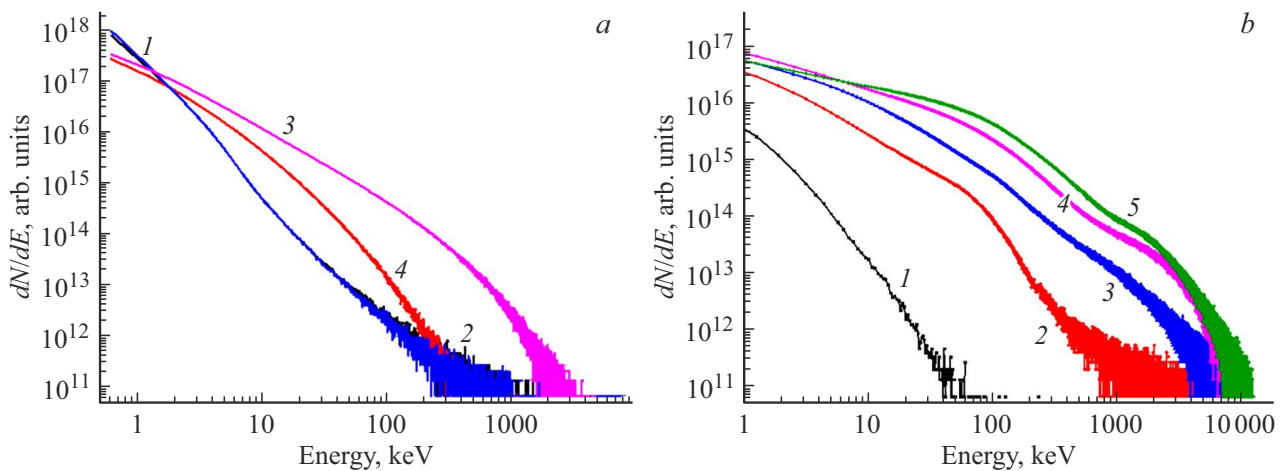


Рис. 2. (а) Спектр тормозного (синяя 1 и черная 2 кривые) и синхротронного (красная 3 и розовая 4 кривые) излучения для мишени толщиной $2\mu\text{m}$; 1 и 3 — угол падения 45° , 2 и 4 — нормальное падение. (б) Функция распределения электронов по энергии для различных длительностей взаимодействия лазерного импульса с мишенью: 50 (1), 150 (2), 250 (3), 500 (4) и 900 fs (5); мишень толщиной $5\mu\text{m}$, нормальное падение лазерного импульса.

Результаты расчетов

На рис. 2, а представлен спектр тормозного и синхротронного излучения для мишени толщиной $2\mu\text{m}$ после окончания расчета (900 fs после прихода лазерного импульса на мишень). На рис. 2, б приведен электронный спектр для варианта с $5\mu\text{m}$ -фольгой и нормальным падением лазерного импульса на мишень. Спектр построен для различных времен взаимодействия лазерного импульса с мишенью (50–900 fs). Отметим, что из-за ограничения вычислительных мощностей мы не моделировали последующий разлет и охлаждение плазмы, расчет заканчивается примерно через 50 fs после окончания взаимодействия лазерного импульса с мишенью. На рис. 3 представлена временная зависимость выхода рентгеновского излучения для различных диапазонов энергии фотона: 1.7 — 3 keV (а), 3–10 keV (б), 0.1–1 MeV (с) и $> 1\text{MeV}$ (д). На рис. 4 представлено интегральное пространственное распределение генерированных рентгеновских квантов для тормозного и синхротронного излучения. Здесь надо отметить, что для экономии вычислительных ресурсов в PIC-расчете не моделировалось прохождение рентгеновских квантов сквозь мишень. У генерированных фотонов записывались координаты, направление распространения и энергия, затем они удалялись из расчета. Учет поглощения осуществлялся отдельной постобработкой в процессе расчета коэффициента конверсии. Зависимость коэффициента поглощения от энергии фотонов бралась из таблиц NIST [30].

Из рис. 2 и 3 видно, что тормозное излучение доминирует в области низких ($< 3\text{keV}$) и высоких ($> 1\text{MeV}$) энергий. В остальной области спектра доминирует синхротронное излучение. Из рис. 3 также видно, что временной профиль синхротронного излуче-

ния примерно в два раза уже, чем профиль лазерного импульса, при этом положение максимума оказывается зависимым от угла падения лазерного излучения на мишень: для 45° максимум излучения наступает примерно через 450 fs после прихода лазерного импульса на мишень, а для нормального падения через $\sim 600\text{fs}$. Часть данной задержки ($\sim 10\text{fs}$) объясняется тем, что лазерное пятно имело диаметр $\sim 3\mu\text{m}$ и при 45° угле наклона мишени в области моделирования передний фронт лазерного достигал мишень несколько раньше, чем в случае нормального падения. Остальная часть временной задержки, по-видимому, объясняется особенностями эволюции функции распределения горячих электронов: для эффективной генерации синхротронного излучения необходимы релятивистские электроны, а для угла падения в 45° лазерное поглощение выше и релятивистские электроны в плазме возникают раньше.

Из рис. 3 видно, что синхротронное излучение привязано к лазерному импульсу и с его уходом от мишени генерация синхротронного излучения прекращается. Эффективность генерации синхротронного излучения плазменным электроном зависит [12,13,23,24] от квантового параметра η :

$$\eta = \left(\frac{\gamma}{E_s} \right) \left| \mathbf{E}_\perp + \beta \times c\mathbf{B} \right|$$

Здесь γ — фактор Лоренца для электрона, E_s — швингерское поле ($E_s = 1.3 \cdot 10^{18} \text{V} \cdot \text{m}^{-1}$), $\beta = v_e/c$ — скорость электрона, нормированная на скорость света и \mathbf{E}_\perp — напряженность электрического поля, перпендикулярная движению электрона. Таким образом, для генерации синхротронного излучения нужны релятивистские электроны в сильном электрическом поле, перпендикулярном их движению, и/или в сильном магнитном поле. В случае плоской мишени эти условия

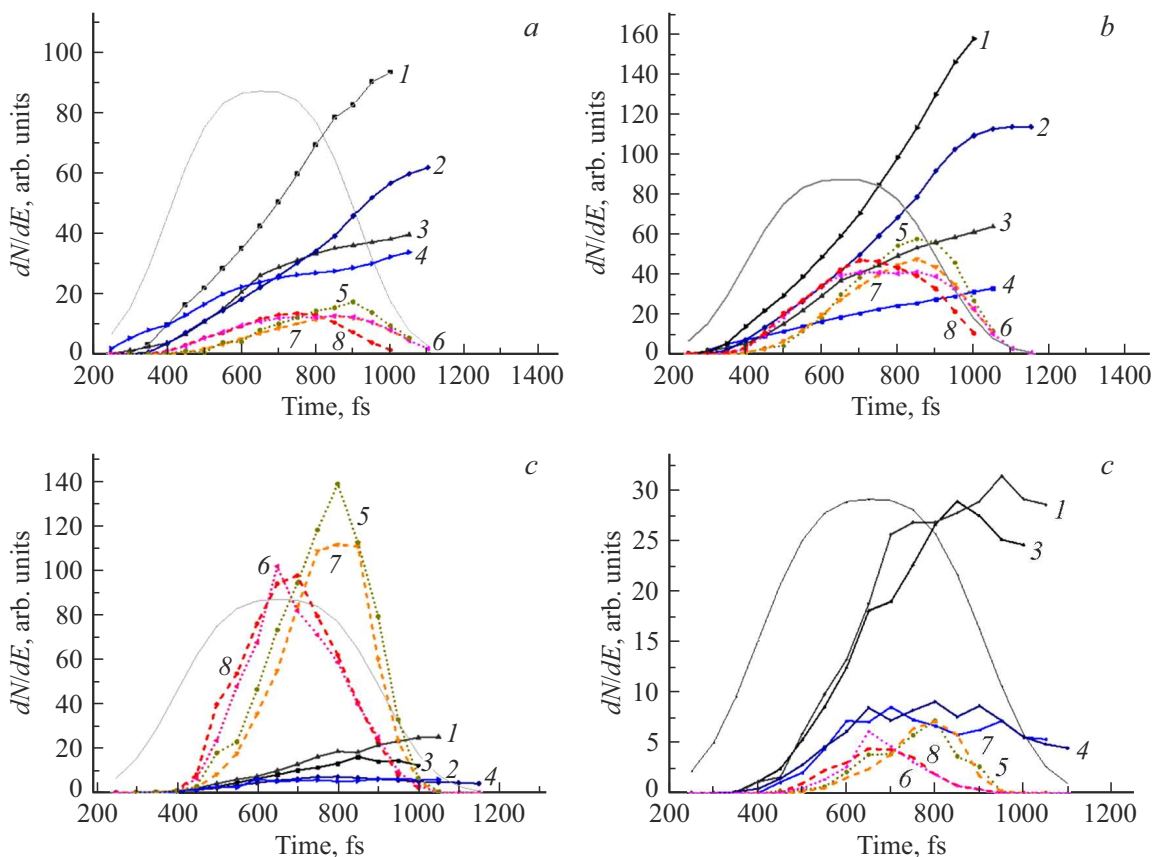


Рис. 3. Временная зависимость генерации рентгеновских фотонов для различных диапазонов энергии: 1.7–3 keV (*a*), 3–10 keV (*b*), 0.1–1 MeV (*c*) и > 1 MeV (*d*). Сплошными линиями на рисунке обозначены зависимости, относящиеся к тормозному излучению, штриховыми и пунктирными — к синхротронному. 1, 2 — тормозное излучение при угле падения 45° на фольгу толщиной 5 и $2\ \mu\text{m}$ соответственно; 3, 4 — тормозное излучение при нормальном падении на фольгу толщиной 5 и $2\ \mu\text{m}$; 5, 7 — синхротронное излучение при нормальном падении лазерного излучения на фольгу толщиной 2 и $5\ \mu\text{m}$; 6, 8 — синхротронное излучение для угла падения 45° на фольгу толщиной 2 и $5\ \mu\text{m}$ соответственно.

выполняются в области фокусировки лазерного пятна, где и генерируется большая часть синхротронного излучения (рис. 4, *b*). Отметим, что на краях мишени (сверху и снизу на рис. 4, *b*) также присутствуют области генерации синхротронного излучения. Это артефакт расчета, вызванный влиянием граничных условий. Когда действие лазерного импульса заканчивается, сильные электромагнитные поля на мишени быстро пропадают, и генерация синхротронного излучения прекращается. Из рис. 3 также видно, что синхротронное излучение практически не зависит от толщины мишени и слабо зависит от угла падения лазерного импульса на мишень: при нормальном падении пиковая мощность примерно в 1.3 раза выше, чем при угле в 45° . Это связано с тем, что при нормальном падении площадь лазерного пятна на мишени в $\sqrt{2}$ раз меньше, а значит выше напряженность лазерного электромагнитного поля, к тому же в этом случае падающий лазерный импульс частично интерферирует с отраженным, что также поднимает напряженность лазерного поля [26,27].

Лазерный импульс генерирует горячие электроны, которые затем распространяются в мишени, где сталкиваются с атомами мишени и тратят часть своей энергии на генерацию тормозного излучения (а также на ионизацию внутренних оболочек мишени, что приводит к генерации характеристического рентгеновского излучения, но этот процесс мы в данной статье не рассматриваем). Дифференциальное сечение тормозного излучения в коде ЕРОСН реализовано следующим образом [29]:

$$\frac{d\sigma}{dS_\gamma} = \frac{z^2}{\beta^2} \frac{1}{E_\gamma} \chi(Z, E_0, \kappa).$$

Здесь Z — атомный номер материала мишени, β — скорость электрона, нормированная на скорость света, E_0 — энергия электрона, E_γ — энергия генерированного тормозного фотона, $\kappa = E_\gamma/E_0$, $\chi(Z, E_0, \kappa)$ — дифференциальное сечение рассеяния, берется из таблиц, взятых из кода GEANT 4 [28]. Соответственно выход тормозного излучения прямо пропорционален квадрату атомного номера мишени, ионной плотности мишени, числу и энергии горячих электронов (в отличие от

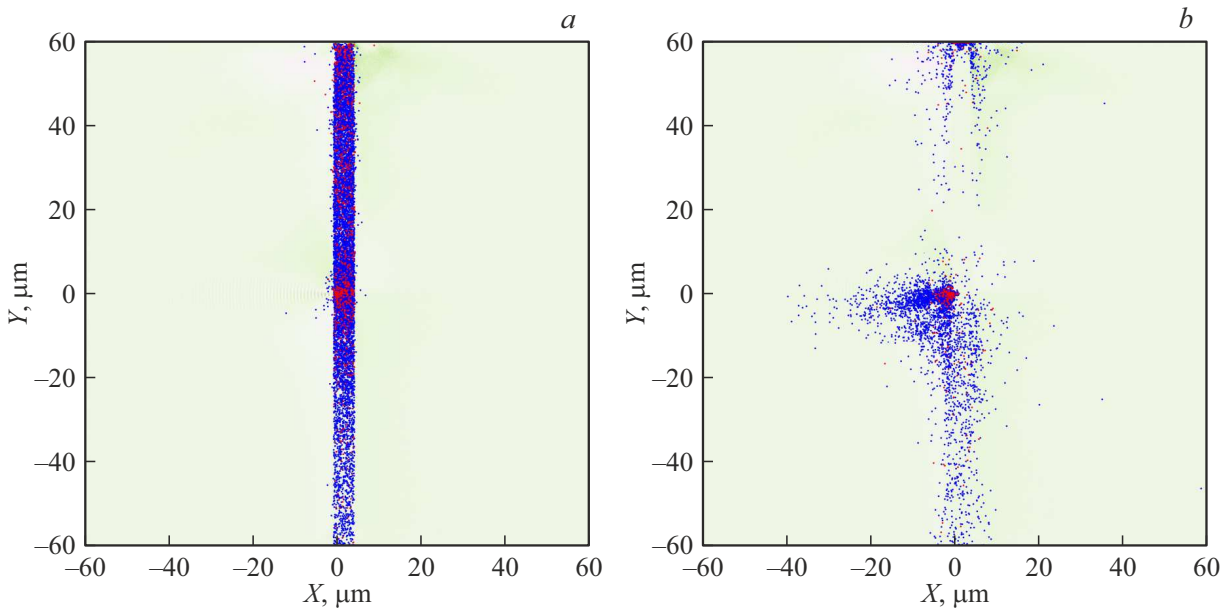


Рис. 4. Интегральное пространственное распределение точек генерации тормозных (а) и синхротронных (b) квантов до момента окончания моделирования (1 ps). Красными точками обозначены фотоны с энергией более 1 MeV, синими — с энергией от 0.1 до 1 MeV. Толщина мишени 5 μm, нормальное падение лазерного импульса на мишень.

синхротронного излучения, которое напрямую зависит от интенсивности электромагнитного поля). Из рис. 3 видно, что интенсивность тормозного излучения сильно зависит от толщины мишени, особенно в области высоких энергий (рис. 3, d), для низких энергий зависимость от толщины чуть менее выражена (рис. 3, a, b). Это связано с тем, что электроны генерируют тормозные фотоны только когда они пролетают сквозь мишень. В моделируемом случае фольги микронной толщины наиболее горячие электроны движутся практически по прямой, пролетают мишень один раз, а затем улетают из области моделирования (или уносятся на стенки камеры в эксперименте). Менее горячие электроны, пролетев сквозь мишень, притягиваются обратно кулоновским полем ионного остова, и их траектории представляют собой суперпозицию колебательного и поступательного движений вдоль мишени [31]. Это объясняет длительное послесвечение тормозного излучения — после окончания лазерного импульса новые горячие электроны перестают образовываться, но существующие продолжают циркулировать по мишени. Данный процесс подробно рассмотрен, например, в работах [31,32]. Экспериментально измеренная с помощью рентгеновских электронно-оптических камер с пикосекундным разрешением длительность рентгеновского свечения для фемто- и пикосекундных лазерных импульсов составляет ~ 3–10 ps в зависимости от параметров лазерного импульса и мишени [33–36]. К сожалению, из-за ограниченных вычислительных мощностей мы не смогли провести PIC-расчеты на временах ~ 10 ps, чтобы аккуратно изобразить плавно спадающую интенсив-

Таблица 1. Коэффициент конверсии в диапазоне 1.7–3 keV

Условия моделирования	Тормозное	Синхротронное	Эксперимент
0°, 2 μm	$1.2 \cdot 10^{-4}$	$4.0 \cdot 10^{-5}$	$(7.8 \pm 1.4) \cdot 10^{-4}$
45°, 2 μm	$2.2 \cdot 10^{-4}$	$4.1 \cdot 10^{-5}$	
0°, 5 μm	$1.6 \cdot 10^{-4}$	$3.17 \cdot 10^{-5}$	$(11.2 \pm 0.4) \cdot 10^{-4}$
45°, 5 μm	$3.1 \cdot 10^{-4}$	$3.3 \cdot 10^{-5}$	

Таблица 2. Коэффициент конверсии в диапазоне 3–10 keV

Условия моделирования	Тормозное	Синхротронное
0°, 2 μm	$1.0 \cdot 10^{-4}$	$1.5 \cdot 10^{-4}$
45°, 2 μm	$3.4 \cdot 10^{-4}$	$1.3 \cdot 10^{-4}$
0°, 5 μm	$1.8 \cdot 10^{-4}$	$1.1 \cdot 10^{-4}$
45°, 5 μm	$3.3 \cdot 10^{-4}$	$1.2 \cdot 10^{-4}$

ность тормозного рентгеновского излучения на рис. 3. Данную проблему можно обойти, используя поэтапное моделирование [37,38]: после окончания взаимодействия лазерного импульса с мишенью берется функция распределения электронов по энергии и подается на вход численного кода, который просчитает транспорт горячих электронов сквозь мишень и генерацию рентгеновского излучения. Это планируется сделать в последующей работе.

В табл. 1–4 приведен коэффициент конверсии энергии лазерного излучения в рентгеновские кванты в раз-

Таблица 3. Коэффициент конверсии в диапазоне 0.1–1 MeV

Условия моделирования	Тормозное	Синхротронное
0°, 2 μm	$2.0 \cdot 10^{-5}$	$2.8 \cdot 10^{-4}$
45°, 2 μm	$2.5 \cdot 10^{-5}$	$1.8 \cdot 10^{-4}$
0°, 5 μm	$1.2 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-4}$
45°, 5 μm	$3.8 \cdot 10^{-5}$	$1.9 \cdot 10^{-4}$

Таблица 4. Коэффициент конверсии в диапазоне > 1 MeV

Условия моделирования	Тормозное	Синхротронное
0°, 2 μm	$1.9 \cdot 10^{-5}$	$1.0 \cdot 10^{-5}$
45°, 2 μm	$2.9 \cdot 10^{-5}$	$0.70 \cdot 10^{-5}$
0°, 5 μm	$9.1 \cdot 10^{-5}$	$0.97 \cdot 10^{-5}$
45°, 5 μm	$7.2 \cdot 10^{-5}$	$0.77 \cdot 10^{-5}$

личных энергетических диапазонах. В первом столбце приведены условия моделирования (толщина мишени и угол падения лазерного излучения на мишень), во втором столбце приведен коэффициент конверсии для тормозного излучения после окончания моделирования, а в третьем — коэффициент конверсии в синхротронное излучение. В табл. 1 также представлен экспериментально измеренный коэффициент конверсии. Экспериментальные измерения абсолютного выхода рентгеновских фотонов проводились в диапазоне 1.7–3 keV. Лазерное излучение падало на мишень под углом 45°, а в качестве мишени использовалась кремниевая фольга толщиной от 2 до 10 μm [22].

Если сравнить коэффициент конверсии с измеренным экспериментально, видно, что он меньше примерно в три раза. С другой стороны, как уже было упомянуто выше, тормозное излучение имеет длительное послесвечение (~ 3–10 ps), которое не учитывалось в PIC-расчете из-за ограничения вычислительных ресурсов. Поэтому, очевидно, реальный коэффициент конверсии будет в 2–3 раза выше, что показывает достаточно хорошее совпадение с экспериментальными измерениями. Сравнение коэффициента конверсии, найденного в PIC-расчете, с прямыми экспериментальными измерениями представляет большой интерес тем, что модуль расчета рентгеновского излучения в EPOCH написан в первую очередь для релятивистских электронов и фотонов с энергией > 500 keV. Код также может моделировать излучение и низкоэнергетичных фотонов, но точность расчетов нуждается в проверке.

Заключение

Проведено 2d PIC-моделирование взаимодействия лазерного излучения с интенсивностью $3 \cdot 10^{20}$ W/cm² и

плоской кремниевой фольги. Получена временная зависимость выхода тормозного и синхротронного излучения для различных диапазонов энергий: 1.7–3 keV, 3–10 keV, 0.1–1 MeV, > 1 MeV. Для данных спектральных диапазонов также был определен коэффициент конверсии энергии лазерного импульса в рентгеновские кванты и проведено сравнение с экспериментально измеренными значениями из работы [22]. Показано удовлетворительное совпадение рассчитанного коэффициента конверсии для диапазона 1.7–3 keV с экспериментально измеренным.

Благодарности

Авторы выражают признательность С.В. Попруженко за помощь при проведении расчетов и обсуждении результатов исследования.

Финансирование работы

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-32-60050, а также в рамках госзадания ОИВТ РАН. Расчеты были выполнены на кластере МСЦ РАН.

Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

- [1] S.C. Wilks, W.L. Kruer, M. Tabak, A.B. Langdon. *Phys. Rev. Lett.*, **69** (9), 1383–1386 (1992). DOI: 10.1103/PhysRevLett.69.1383
- [2] A.J. Kemp, F. Fiuza, A. Debayle, T. Johzaki, W.B. Mori, P.K. Patel, Y. Sentoku, L.O. Silva. *Nucl. Fusion*. **54** (5), 054002 (2014). DOI: 10.1088/0029-5515/54/5/054002
- [3] K. Yasuike, M.H. Key, S.P. Hatchett, R.A. Snavely, K.B. Wharton. *Rev. Sci. Instrum.* **72** (1), 1236–1240 (2001). DOI: 10.1063/1.1319373
- [4] R.B. Stephens, R.A. Snavely, Y. Aglitskiy, F. Amiranoff, C. Andersen, D. Batani, S.D. Baton, T. Cowan, R.R. Freeman, T. Hall, S.P. Hatchett, J.M. Hill, M.H. Key, L.A. King, J.A. Koch, M. Koenig, A.J. MacKinnon, K.L. Lancaster, E. Martinolli, P. Norreys, E. Perelli-Cippo, M. Rabec Le Gloahec, C. Rousseaux, J.J. Santos, F. Scianitti. *Phys. Rev. E — Stat. Physics, Plasmas, Fluids, Relat. Interdiscip. Top.*, **69** (6), 7 (2004). DOI: 10.1103/PhysRevE.69.066414
- [5] C. Courtois, R. Edwards, A. Compant La Fontaine, C. Aedy, M. Barbotin, S. Bazzoli, L. Biddle, D. Brebion, J.L. Bourgade, D. Drew, M. Fox, M. Gardner, J. Gazave, J.M. Lagrange, O. Landoas, L. Le Dain, E. Lefebvre, D. Mastro Simone, N. Pichoff, G. Pien, M. Ramsay, A. Simons, N. Sircombe, C. Stoeckl, K. Thorp. *Phys. Plasmas*, **18** (2), 023101 (2011). DOI: 10.1063/1.3551738

- [6] P. Audebert, P. Renaudin, S. Bastiani-Ceccotti, J.-P. Geindre, C. Chenais-Popovics, S. Tzortzakis, V. Nagels-Silver, R. Shepherd, I. Matsushima, S. Gary, F. Girard, O. Peyrusse, J.-C. Gauthier. *Phys. Rev. Lett.*, **94**(2), 025004 (2005). DOI: 10.1103/PhysRevLett.94.025004.
- [7] L. Lecherbourg, P. Renaudin, S. Bastiani-Ceccotti, J.-P. Geindre, C. Blancard, P. Cossé, G. Faussurier, R. Shepherd, P. Audebert. *High Energy Density Phys.* **3**(1), 175–180 (2007). DOI: 10.1016/j.hedp.2007.02.035
- [8] F. Pisani, A. Bernardinello, D. Batani, A. Antonicci, E. Martinolli, M. Koenig, L. Gremillet, F. Amiranoff, S. Baton, J. Davies, T. Hall, D. Scott, P. Norreys, A. Djaoui, C. Rousseaux, P. Fews, H. Bandulet, H. Pepin. *Phys. Rev. E*, **62**(5), R5927–R5930 (2000). DOI: 10.1103/PhysRevE.62.R5927
- [9] A.L. Meadowcroft, R.D. Edwards. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **40**(8), 1992–2001 (2012). DOI: 10.1109/TPS.2012.2201175
- [10] H.-P. Schlenvoigt, K. Haupt, A. Debus, F. Budde, O. Jäckel, S. Pfotenhauer, H. Schwoerer, E. Rohwer, J.G. Gallacher, E. Brunetti, R.P. Shanks, S.M. Wiggins, D.A. Jaroszynski. *Nat. Phys.*, **4**(2), 130–133 (2008). DOI: 10.1038/nphys811
- [11] X. Zhang, T. Tajima, D. Farinella, Y. Shin, G. Mourou, J. Wheeler, P. Taborek, P. Chen, F. Dollar, B. Shen. *Phys. Rev. Accel. Beams*, **19**(10), 101004 (2016). DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.19.101004
- [12] F. Mackenroth, A. Di Piazza. *Phys. Rev. A*, **83**(3), 032106 (2011). DOI: 10.1103/PhysRevA.83.032106
- [13] A. Di Piazza, K.Z. Hatsagortsyan, C.H. Keitel. *Phys. Rev. Lett.*, **105**(22), 220403 (2010). DOI: 10.1103/PhysRevLett.105.220403
- [14] D.J. Stark, T. Toncian, A.V. Arefiev. *Phys. Rev. Lett.*, **116**(18), 185003 (2016). DOI: 10.1103/PhysRevLett.116.185003
- [15] U. Teubner, P. Gibbon. *Rev. Mod. Phys.*, **81**(2), 445–479 (2009) DOI: 10.1103/RevModPhys.81.445
- [16] T.D. Arber, K. Bennett, C.S. Brady, A. Lawrence-Douglas, M.G. Ramsay, N.J. Sircombe, P. Gillies, R.G. Evans, H. Schmitz, A.R. Bell, C.P. Ridgers. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **57**(11), 113001 (2015). DOI: 10.1088/0741-3335/57/11/113001
- [17] R.A. Fonseca, S.F. Martins, L.O. Silva, J.W. Tonge, F.S. Tsung, W.B. Mori. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **50**(12), 124034 (2008). DOI: 10.1088/0741-3335/50/12/124034
- [18] E. Lefebvre, N. Cochet, S. Fritzler, V. Malka, M.-M. Aleonard, J.-F. Chemin, S. Darbon, L. Disdier, J. Faure, A. Fedotoff, O. Landoas, G. Malka, V. Meot, P. Morel, M. Rabec Le Gloahec, A. Rouyer, Ch. Rubbelynck, V. Tikhonchuk, R. Wrobel, P. Audebert, C. Rousseaux. *Nucl. Fusion*, **43**(7), 629–633 (2003). DOI: 10.1088/0029-5515/43/7/317
- [19] R. Mishra, P. Leblanc, Y. Sentoku, M.S. Wei, F.N. Beg. *Phys. Plasmas*, **20**(7), 072704 (2013). DOI: 10.1063/1.4812701
- [20] F. Wan, C. Lv, M. Jia, H. Sang, B. Xie. *Eur. Phys. J. D*, **71**(9), 236 (2017). DOI: 10.1140/epjd/e2017-70805-7
- [21] D. Wu, X. T. He, W. Yu, S. Fritzsche. *High Power Laser Sci. Eng.*, **6**, 50 (2018) DOI: 10.1017/hpl.2018.41
- [22] A.S. Martynenko, S.A. Pikuz, I.Yu. Skobelev, S.N. Ryazantsev, C.D. Baird, N. Booth, L.N.K. Döhl, P. Durey, A.Ya. Faenov, D. Farley, R. Kodama, K. Lancaster, P. McKenna, C.D. Murphy, C. Spindloe, T.A. Pikuz, N. Woolsey. *Matter Radiat. Extrem.*, **6**(1), 014405 (2021). DOI: 10.1063/5.0025646
- [23] R. Ducloux, J.G. Kirk, A.R. Bell. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **53**(1), 015009 (2011). DOI: 10.1088/0741-3335/53/1/015009
- [24] N.V. Elkina, A.M. Fedotov, I.Yu. Kostyukov, M.V. Legkov, N.B. Narozhny, E.N. Nerush, H. Ruhl. *Phys. Rev. Spec. Top.-Accel. Beams*, **14**(5), 054401 (2011). DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.14.054401
- [25] R.R. Pandit Y. Sentoku. *Phys. Plasmas*, **19**(7), 073304 (2012). DOI: 10.1063/1.4739442.
- [26] J.G. Kirk, A.R. Bell, I. Arka. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **51**(8), 085008 (2009). DOI: 10.1088/0741-3335/51/8/085008
- [27] A.R. Bell, J.G. Kirk. *Phys. Rev. Lett.*, **101**(20), 200403 (2008). DOI: 10.1103/PhysRevLett.101.200403
- [28] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen, S. Banerjee, G. Barrand, F. Behner, L. Bellagamba, J. Boudreau, L. Broglia, A. Brunengo, H. Burkhardt, S. Chauvie, F. Chuma, R. Chytráček, G. Cooperman, G. Cosmo, P. Degtyarenko, A. Dell'Acqua, G. Depaola, D. Dietrich, R. Enami, A. Feliciello, C. Ferguson, H. Fesefeldt, G. Folger, F. Foppiano, A. Forti, S. Garelli, S. Giani, R. Giannitrapani, D. Gibin, J.J. Gómez Cadenas, I. González, G. Gracia Abril, G. Greeniaus, W. Greiner, V. Grichine, A. Grossheim, S. Guatelli, P. Gumplinger, R. Hamatsu, K. Hashimoto, H. Hasui, A. Heikkinen, A. Howard, V. Ivanchenko, A. Johnson, F.W. Jones, J. Kallenbach, N. Kanaya, M. Kawabata, Y. Kawabata, M. Kawaguti, S. Kelner, P. Kent, A. Kimura, T. Kodama, R. Kokoulin, M. Kossov, H. Kurashige, E. Lamanna, T. Lampén, V. Lara, V. Lefebvre, F. Lei, M. Liendl, W. Lockman, F. Longo, S. Magni, M. Maire, E. Medernach, K. Minamimoto, P. Mora de Freitas, Y. Morita, K. Murakami, M. Nagamatu, R. Nartallo, P. Nieminen, T. Nishimura, K. Ohtsubo, M. Okamura, S. O'Neale, Y. Oohata, K. Paech, J. Perl, A. Pfeiffer, M.G. Pia, F. Ranjard, A. Rybin, S. Sadilov, E. Di Salvo, G. Santin, T. Sasaki, N. Savvas, Y. Sawada, S. Scherer, S. Sei, V. Sirotenko, D. Smith, N. Starkov, H. Stoecker, J. Sulkimo, M. Takahata, S. Tanaka, E. Tcherniaev, E. Safai Tehrani, M. Tropeano, P. Truscott, H. Uno, L. Urban, P. Urban, M. Verderi, A. Walkden, W. Wander, H. Weber, J.P. Wellisch, T. Wenaus, D.C. Williams, D. Wright, T. Yamada, H. Yoshida, D. Zschiesche. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, **506**(3), 250–303 (2003). DOI: 10.1016/S0168-9002(03)01368-8
- [29] J. Vyskočil, O. Klimo, S. Weber. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **60**(5), 054013 (2018). DOI: 10.1088/1361-6587/aab4c3
- [30] J.H. Hubbel, S.M. Seltzer. *NIST Standard Reference Database*, **126**, (2004). DOI: 10.18434/4T4D01F
- [31] S.N. Andreev, S.G. Garanin, A.A. Rukhadze, V.P. Tarakanov, B.P. Yakutov. *Quantum Electron.*, **40**(4), 355–362 (2010). DOI: 10.1070/QE2010v040n04ABEH014272
- [32] B. Martinez, E. D'Humières, L. Gremillet. *Phys. Rev. Res.*, **2**(4), 043341 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevResearch.2.043341
- [33] M.M. Murnane, H.C. Kapteyn, R.W. Falcone. *Phys. Rev. Lett.* **62**(2), 155–158 (1989). DOI: 10.1103/PhysRevLett.62.155
- [34] F.Y. Khattak, O.A.M.B. Percie du Sert, D. Riley, P.S. Foster, E.J. Divall, C.J. Hooker, A.J. Langley, J. Smith, P. Gibbon. *Phys. Rev. E*, **74**(2), 027401 (2006). DOI: 10.1103/PhysRevE.74.027401
- [35] P. Audebert, R. Shepherd, K.B. Fournier, O. Peyrusse, D. Price, R. Lee, P. Springer, J.-C. Gauthier, L. Klein. *Phys. Rev. Lett.*, **89**(26), 265001 (2002). DOI: 10.1103/PhysRevLett.89.265001

- [36] O.L. Landen, E.M. Campbell, M.D. Perry, in AIP Conference Proceedings, ed. by M. Lapp, W.C. Stwalley, G.A. Kenny-Wallace (Seattle, WA, USA, 1987), vol. 160, pp. 157–162. DOI: 10.1063/1.36716
- [37] J. Limpouch, O. Klimo, V. Bina, S. Kawata. Laser Part. Beams, **22** (2), 147–156 (2004). DOI: 10.1017/S0263034604222091
- [38] М.В. Седов, К.Ю. Платонов, А.А. Андреев. Вестник СПбГУ. Физика и химия, **4** (62), 23–33 (2017). DOI: 10.21638/11701/spbu04.2017.103 [M.V. Sedov, K.Yu. Platonov, A.A. Andreev. Vestnik SPbSU. Physics and Chemistry, **4** (62), 23–33 (2017). DOI: 10.21638/11701/spbu04.2017.103]