

УДК 535.36

# ЛАЗЕРНОЕ ФОРМИРОВАНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ЗЕРКАЛ И ГЕНЕРАЦИЯ НЕКОГЕРЕНТНЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ

© 2025 г. В. В. Кулагин<sup>1</sup>\*, В. Н. Корниенко<sup>2</sup>, В. А. Черепенин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова», Государственный астрономический институт имени П. К. Штернберга, Москва, Россия

<sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова Российской академии наук», Москва, Россия

\*e-mail: victorvkulagin@yandex.ru

Поступила в редакцию 06.09.2024 г.

После доработки 16.09.2024 г.

Принята в печать 30.09.2024 г.

С помощью методов вычислительного эксперимента изучена генерация рентгеновских лучей при взаимодействии встречной лазерной волны с релятивистским электронным зеркалом, сформированным мощным ускоряющим лазерным импульсом из плазменного слоя. Исследована структура излучаемого поля в дальней зоне, найдены спектральная плотность поля излучения и угловое распределение энергии импульса. Изменение параметров ускоряющей и встречной волн позволяет контролировать характеристики излучения.

**Ключевые слова:** генерация некогерентных рентгеновских импульсов, сверхмощные неадиабатические лазерные импульсы, релятивистские электронные зеркала

DOI: 10.31857/S0367676525010081, EDN: DBKJON

## ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время рентгеновские лучи являются одним из наиболее эффективных инструментов исследования различных систем во многих областях науки и техники. При этом особое место занимают источники рентгеновского излучения, основанные на синхротронном излучении релятивистских электронов [1]. Метод генерации рентгеновских лучей с помощью синхротронного излучения привлекает все большее внимание исследователей, что связано с широким распространением лазеров мультитераваттного уровня и возможностью создания на их основе полностью оптического источника рентгеновского излучения с контролируемыми параметрами.

Синхротронный генератор рентгеновских лучей может быть основан на лазерном источнике, формирующем релятивистское электронное зеркало, параметры которого во многом определяют параметры рентгеновских импульсов. Для нанопленки идея синхронного ускорения электронов сверхмощным неадиабатическим лазерным импульсом была впервые предложена в [2], и затем были исследованы характеристики формируемых релятивистских электронных зеркал [3]. При перпендикулярном падении лазерного импульса с крутым фронтом и релятивистской амплитудой на плазменный

слой может происходить одновременное смещение всех электронов слоя по нормали к поверхности под действием продольной компоненты силы Лоренца. Если амплитуда поля достаточно большая, эта сила разгоняет электроны до релятивистских скоростей и формирует релятивистское электронное зеркало с диаметром порядка диаметра лазерного импульса и толщиной несколько нанометров. Такой сгусток может сформироваться при безразмерной амплитуде лазерного импульса  $a_0$ , превышающей определенный порог, зависящий от параметров плазменного слоя [3] ( $a_0 = |e|E_0/(mc\omega)$ , где  $e$  и  $m$  — заряд и масса электрона,  $E_0$  и  $\omega$  — амплитуда и частота лазера с длиной волны  $\lambda$  и периодом  $T_0$ ,  $c$  — скорость света в вакууме).

При отражении встречного лазерного импульса от релятивистского электронного зеркала частота образующегося электромагнитного импульса увеличивается вследствие преобразования Доплера. При этом формируется когерентное излучение, характеристики которого исследованы в [4, 5] для перпендикулярного падения встречного импульса на зеркало. Для когерентного отраженного излучения преобразование частоты пропорционально нормированной энергии электронов  $\gamma$ , что связано с наличием не только продольного движения зеркала, но и поперечного, в результате чего направление отраженной волны не совпадает

с направлением скорости электронов. Кроме того, в формируемом излучении присутствует также и некогерентная часть, для которой направление распространения максимума интенсивности совпадает с направлением скорости электронов, а преобразование частоты пропорционально  $\gamma^2$ . Следует отметить, что такое излучение может рассматриваться как синхротронное в поле лазерного ондулятора встречной волны или как Томсоновское рассеяние встречной волны электронами зеркала в поле ускоряющей волны и кулоновском поле ионов мишени, что определяет специфику взаимодействия. Аналитические оценки параметров этого излучения показали [6], что при использовании современных мультитераваттных лазеров возможна генерация аттосекундных рентгеновских и гамма пучков с высокой яркостью и максимальной энергией в единицы МэВ.

Формирование электронных сгустков при взаимодействии мощного лазерного импульса с твердотельными мишенями и сопутствующая генерация некогерентного рентгеновского и гамма-излучения широко исследуются в литературе [1, 6–11]. В качестве мишеней рассматриваются пленки [6–8], нити и стержни [9], полоски [10], кластеры [11] и др. с микрометровыми или нанометровыми размерами вдоль одного или нескольких направлений. Так, пленки нанометровой толщины могут быть сформированы из различных материалов, в частности, графена, который используется в лазерно-плазменных экспериментах уже более десяти лет. Рассматривается как излучение электронов в поле одной волны [7, 8, 10, 11], так и взаимодействие с полями двух встречных волн [6, 9]. С точки зрения приложений реализация схемы с одним лазерным импульсом намного проще, чем схемы встречного распространения двух импульсов, полученных от одного лазерного источника. В то же время схема с двумя импульсами позволяет обеспечить полный контроль параметров формируемого излучения, включая угловое распределение, энергию фотонов, интегральную по частоте энергию в импульсе, спектральные характеристики и др., что может быть существенным в различных применениях.

Целью настоящей статьи является численное исследование процессов формирования релятивистского электронного зеркала и его взаимодействия со встречной волной, а также определение характеристик генерируемого некогерентного излучения рентгеновского диапазона частот.

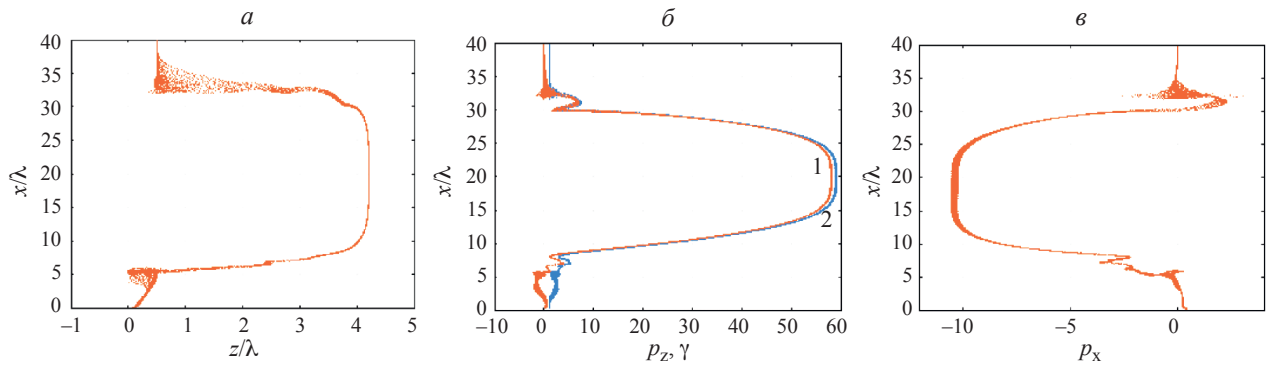
### ФОРМИРОВАНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ЗЕРКАЛА И ЕГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СО ВСТРЕЧНОЙ ВОЛНОЙ

Для нахождения характеристик релятивистского электронного зеркала проводился вычислитель-

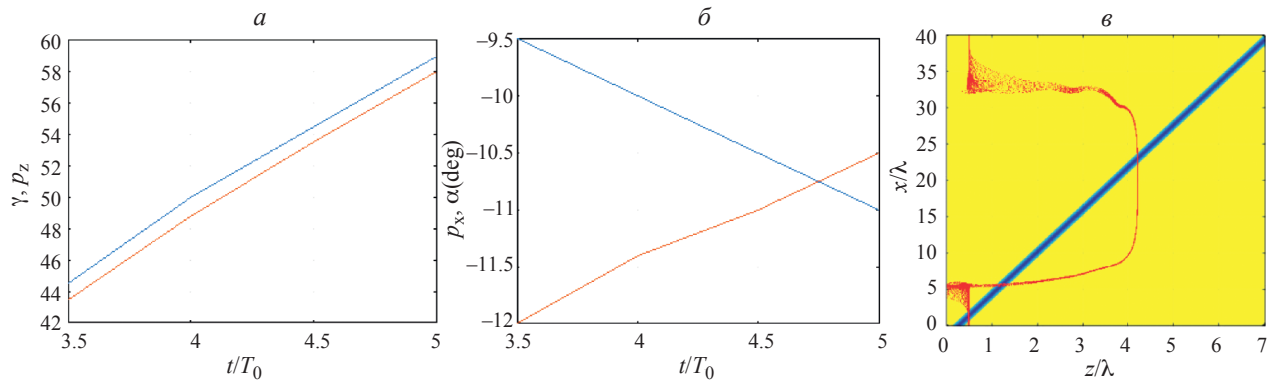
ный эксперимент, включающий двумерные (2D) численные моделирования с помощью PIC (в англоязычной литературе «particle-in-cell», «облако в ячейке») кодов процесса взаимодействия ускоряющего неадиабатического лазерного импульса релятивистской амплитуды с плазменным слоем. Ускоряющий лазерный импульс с амплитудой  $a_0 = 10$ , линейной поляризацией вдоль оси  $x$ , гауссовским поперечным профилем с диаметром 20 мкм (здесь и ниже диаметр лазерного импульса соответствует диаметру лазерного луча, определяемому по уровню поля  $e^{-1}$  от максимального значения поля на оси) распространяется вдоль линии  $x = 20\lambda$  в положительном направлении оси  $z$ , длина волны  $\lambda = 1$  мкм. Такие параметры соответствуют широко распространенным в настоящее время лазерным установкам с импульсной мощностью порядка 100–200 ТВт. Импульс имеет вид отрезка синусоиды длиной  $5\lambda$ , что соответствует неадиабатической форме (уже первый полуцикл имеет амплитуду, близкую к максимальной амплитуде импульса [4]). Толщина плазменного слоя 5 нм и концентрация электронов  $0.6 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ , его начальное положение  $z = 0.5\lambda$ . Характеристики электронов релятивистского зеркала через 4.5 периода  $T_0$  лазерного поля после начала моделирования представлены на рис. 1.

Из рис. 1а следует, что при выбранных параметрах лазерного импульса и мишени к моменту времени 4.5 периода  $T_0$  лазерного поля от начала моделирования формируется релятивистское электронное зеркало. Наибольшую энергию имеют электроны вблизи оси лазерного импульса (участок зеркала от  $x = 15\lambda$  до  $x = 25\lambda$ ), при этом их продольный импульс существенно больше поперечного (рис. 1б и 1в), а разброс направления скорости не превышает 0.2 градуса. Толщина зеркала около оси лазера составляет порядка 3 нм.

Характеристики наиболее энергичных электронов зеркала в зависимости от времени представлены на рис. 2. Максимальная энергия электронов релятивистского зеркала может достигать величины  $\gamma_{\max} = 2a_0^2 = 200$  при выбранных параметрах мишени [3, 4], поэтому ускорение электронов зеркала при взаимодействии со встречной волной еще продолжается (моделирование более длинных времен ускорения требует существенного увеличения вычислительных ресурсов). Импульсы и энергия электронов растут, в частности, увеличение энергии происходит от  $\gamma = 44.5$  до  $\gamma = 59$ . Угол, составляемый вектором скорости наиболее энергичных электронов релятивистского зеркала относительно оси  $z$ , также изменяется от  $-12$  до  $-10.5$  градусов. Исходя из этих значений, необходимо выбирать угол падения встречной волны при проведении вычислительных экспериментов. Так как энергия электронов и угол их вектора скорости изменяются согласованно и регулярно во время взаи-



**Рис. 1.** Характеристики электронов релятивистского зеркала через 4.5 периода  $T_0$  лазерного поля от начала моделирования: пространственное распределение электронов (а), продольный импульс (красная кривая 1) и нормированная энергия  $\gamma$  (синяя кривая 2) (б), поперечный импульс (в). Импульсы нормированы на тс.



**Рис. 2.** Характеристики наиболее энергичных электронов релятивистского зеркала в зависимости от времени: нормированные энергия  $\gamma$  (синяя кривая) и продольный импульс  $p_z$  (красная кривая) (а), нормированный поперечный импульс  $p_x$  (синяя кривая) и угол вектора скорости (в градусах) относительно оси  $z$  (красная кривая) (б), геометрия взаимодействия релятивистского электронного зеркала со встречной волной в момент времени  $4.5T_0$  от начала моделирования (встречная волна схематично показана синей полосой, на рисунке масштабы по осям  $z$  и  $x$  различные) (в).

модействия со встречной волной, характеристики формируемого излучения (энергия импульса, спектральная плотность излучения и др.) будут зависеть не только от направления, но и от времени.

Встречная волна в вычислительном эксперименте задавалась как внешнее поле, что упростило модификацию уже имеющегося численного кода на случай неколлинеарного падения ускоряющего и встречного импульсов. Короткая длительность встречной волны позволила детально исследовать генерацию синхротронного излучения в различные моменты времени. Геометрия взаимодействия релятивистского электронного зеркала со встречной волной (синяя полоса) в момент времени  $4.5T_0$  от начала моделирования показана на рис. 2в. Взаимодействие электронов зеркала со встречной волной начинается только после того, как зеркало сформировалось и электроны набрали требуемую энергию (в данном случае энергия электронов зеркала примерно в 4 раза меньше энергии  $\gamma_{\max}$ , достижимой при увеличении времени ускорения). Поляризованная вдоль оси  $y$  плоская встречная волна с амплитудой  $a_1 = 1$  включала один период лазерного поля  $T_0$ . Угол ее падения составлял  $170.3^\circ$  к оси  $z$  (на рис. 2в масштабы по осям  $z$  и  $x$  раз-

личные). Использование различных поляризаций ускоряющей и встречной волн позволило выделить синхротронное излучение электронов зеркала, связанное только с полем встречной волны. При этом излучение, вызванное начальным ускорением электронов и их продолжающимся движением в поле ускоряющей волны, имело поляризацию вдоль оси  $x$  и не препятствовало этому. Длительность взаимодействия встречной волны с наиболее энергичными электронами зеркала составляет около  $1.5T_0$  (от  $3.5T_0$  до  $5T_0$  после начала моделирования), именно для этого интервала времени и представлены параметры электронов на рис. 2а и 2б. Остальные электроны в окне моделирования имеют существенно меньшие энергии во время взаимодействия со встречной волной и формируют низкочастотную часть излучения, поэтому в расчете дальнего поля они не учитываются.

### ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ЗЕРКАЛА ПРИ ДВИЖЕНИИ В ПОЛЕ ВСТРЕЧНОЙ ВОЛНЫ

Моделирование взаимодействия лазерного импульса с электронами с помощью PIC-кодов не позволяет напрямую исследовать поля

рентгеновских и гамма частот. В то же время их генерация происходит в результате движения и синхротронного излучения электронов в поле встречного лазерного импульса [1], и такое движение уже допускает РС моделирование. В результате высокочастотные излучаемые поля в дальней зоне могут быть вычислены с помощью применения потенциалов Лиенара–Вихерта по сохраненным на каждом шаге РС моделирования координатам и импульсам частиц. Для расчета этого излучения была написана отдельная программа.

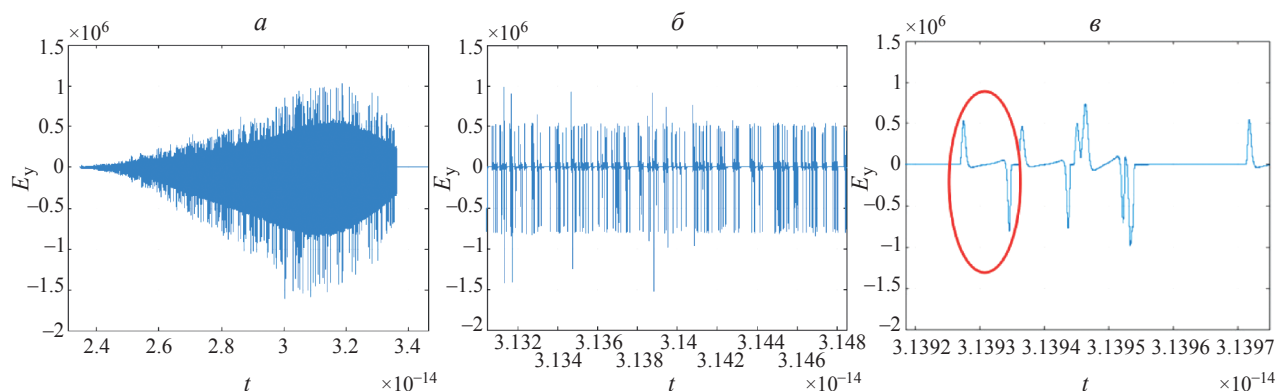
Характеристики синхротронного излучения представлены на рис. 3. Поле излучения электронов в зависимости от времени (рис. 3а) на расстоянии 10 м от области моделирования вдоль линии максимальной интенсивности, составляющей угол  $-11.2^\circ$  от оси  $z$ , имеет вид шума, что связано с некоррелированным излучением отдельных электронов зеркала, имеющих разные координаты и импульсы. Длительность импульса излучения определяется временем прохождения встречной волны по релятивистскому зеркалу и окружающим электронам (рис. 2в). Средняя часть импульса излучения с большими амплитудами длительностью около  $1.5T_0$  (по уровню  $1/e$ ) формируется наиболее энергичными электронами релятивистского зеркала, находящимися вблизи оси лазерного импульса, начало и конец импульса излучения — менее энергичными электронами, окружающими зеркало с обеих сторон. Все электроны с энергией  $\gamma$  в момент времени  $5T_0$ , удовлетворяющей условию  $\gamma < \gamma_m - 20$ , где  $\gamma_m$  — энергия наиболее энергичных электронов в этот момент времени, в расчете поля в дальней зоне не участвовали.

Встречная волна включает всего один период поля, поэтому излучение одиночного электрона (частицы в РС моделировании) состоит из двух коротких импульсов (выделено красным эллипсом рис. 3в) — положительного и отрица-

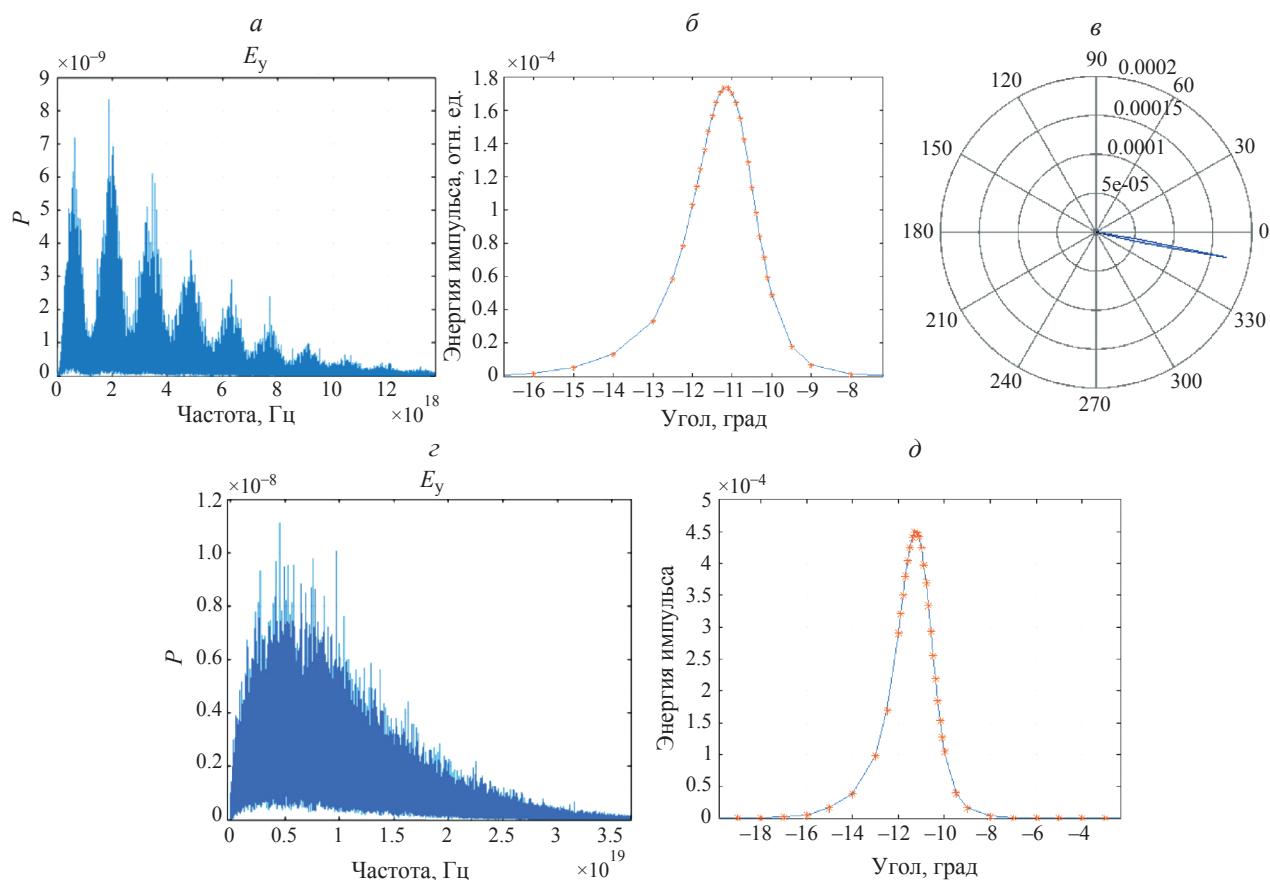
тельного, разделенных промежутком времени, где поле мало. Этот промежуток времени намного больше длительности импульсов. Такая структура излучения электрона возникает из-за разного преобразования времени при изменении скорости и ускорения электрона во время его движения в поле встречной волны. Там, где импульсы накладываются, возникает увеличенный пик. Поскольку начальное распределение плотности в мишени случайное, расстояния между импульсами излучения разных частиц также подчиняются случайному закону (рис. 3б), а суммарное поле, излучаемое всеми электронами, становится стохастическим.

### СПЕКТРАЛЬНАЯ ПЛОТНОСТЬ ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ И УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ ИМПУЛЬСА

Частотные и угловые характеристики синхротронного излучения электронов релятивистского зеркала показаны на рис. 4. Спектральная плотность поля излучения в точке на расстоянии 10 м от области моделирования вдоль линии, составляющей угол  $-11.2^\circ$  от оси  $z$ , для прежней амплитуды встречной волны ( $a_1 = 1$ ) представлены на рис. 4а. Вычисление спектральной плотности проводилось по алгоритму Вэлша. Спектральная плотность поля имеет модуляцию, характерную для генерации синхротронного излучения электронами в поле лазерной волны [12]. Такая форма спектра содержит несколько плавных максимумов, которые возникают при наложении спектров двух близких по форме положительного и отрицательного импульсов, составляющих полный импульс излучения одного электрона (рис. 3в). Период модуляции определяется расстоянием между импульсами, а общая ширина спектра — длительностью импульса. Сложение излучений от всех электронов приводит к дополнительной случайной высокочастотной модуляции спектра, поскольку для двух электронов в зерка-



**Рис. 3.** Характеристики синхротронного излучения: зависимость поля излучения электронов от времени на расстоянии 10 м от области моделирования вдоль линии максимальной интенсивности, составляющей угол  $-11.2^\circ$  от оси  $z$  (а); поле излучения электронов в увеличенном масштабе (б); импульсы излучения одиночных электронов (в). Здесь и ниже поле  $E_y$  представлено в относительных единицах, время  $t$  в секундах. Красным эллипсом на рис. 3в выделен импульс излучения одиночного электрона.



**Рис. 4.** Частотные и угловые характеристики синхротронного излучения электронов релятивистского зеркала: спектральная плотность поля излучения в точке на расстоянии 10 м от области моделирования вдоль линии, составляющей угол  $-11.2^\circ$  от оси  $z$  (а) (здесь и ниже спектральная плотность представлена в относительных единицах); интегральная (по спектру) энергия импульса рентгеновского излучения в зависимости от угла от оси  $z$  на расстоянии 10 м от области моделирования (б); то же, но в полярных координатах (в), спектральная плотность поля излучения для увеличенной амплитуды встречной волны  $a_1 = 5$  (г); интегральная (по спектру) энергия импульса рентгеновского излучения в зависимости от угла для увеличенной амплитуды встречной волны (д).

ле частота модуляции их совместного спектра тем больше, чем больше расстояние по времени между их импульсами излучения, в результате спектр получается фактически линейчатым (см. первый, второй и третий максимумы на рис. 4а). Период модуляции составляет около  $1.4 \cdot 10^{18}$  Гц, т.е. порядка 5.8 кэВ. Максимальное значение спектральной плотности достигается вблизи частоты  $2 \cdot 10^{18}$  Гц, при этом энергия фотонов составляет около 8.3 кэВ. В спектральной плотности отчетливо видны 9 периодов модуляции, таким образом, формируется некогерентное рентгеновское излучение с максимальной энергией фотонов более 50 кэВ. Для других направлений максимальная энергия излученных фотонов уменьшается, при этом период модуляции спектра также становится меньше. Так, под углом  $9^\circ$  наблюдается 4 максимума с шириной каждого около  $7.5 \cdot 10^{17}$  Гц, что соответствует максимальной энергии фотонов около 12 кэВ.

На рис. 4б представлена интегральная (по частоте) энергия импульса рентгеновского излучения в зависимости от угла от оси  $z$  на расстоянии 10 м от области моделирования. Энергия импульса

имеет максимум при отклонении от оси  $z$  на угол  $-11.2^\circ$ , что соответствует направлению скорости наиболее энергичных электронов в момент времени, соответствующий середине интервала взаимодействия встречной волны с зеркалом (рис. 2б). Полная ширина распределения составляет порядка  $2^\circ$  (по уровню половины высоты), что находится в хорошем соответствии с максимальной энергией электронов  $\gamma$  в процессе взаимодействия [1]. Полярная диаграмма на рис. 4в демонстрирует, что формируется узкий игольчатый луч, который может найти применение во многих приложениях.

Спектральная плотность поля излучения электронов релятивистского зеркала для увеличенной амплитуды встречной волны  $a_1 = 5$  показана на рис. 4г. В этом случае модуляция спектральной плотности практически отсутствует, поскольку расстояние между двумя импульсами, входящими в поле, излучаемое каждым электроном, увеличилось и период модуляции стал малым. Максимум спектральной плотности сдвинулся на частоту  $5 \cdot 10^{18}$  Гц, при этом энергия фотонов выросла в 2.5 раза до значения  $\approx 20.7$  кэВ. При этом

максимальное значение спектральной плотности увеличилось незначительно (приблизительно на 30%), а ее ширина увеличилась более, чем в 2 раза, так что максимальная энергия фотонов оказалась более 100 кэВ.

Интегральная (по спектру) энергия импульса рентгеновского излучения в зависимости от угла для увеличенной амплитуды встречной волны показана на рис. 4д. Ширина распределения осталась практически неизменной, что связано с наличием поля ускоряющего лазерного импульса во время взаимодействия электронов зеркала со встречной волной. При этом максимальная энергия в импульсе выросла в 2.6 раз в соответствии с уширением спектра генерируемого излучения.

### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Максимальная энергия электронов релятивистского зеркала  $\gamma_{\max} = 2a_0^2 = 200$  достигается для времени ускорения  $T_{\text{acc}}/T_0 \approx 3a_0^2/8 = 75$  при выбранных параметрах ускоряющего импульса и мишени [3, 4]. Поэтому простой задержкой встречной волны можно регулировать энергию ускоренных электронов во время взаимодействия. Выбирая максимальную задержку, можно получить энергию фотонов почти до 1 МэВ. Увеличение амплитуды ускоряющего импульса также позволит увеличить энергию излучаемых фотонов даже при малых временах ускорения. Так, для  $a_0 = 20$  энергия электронов вырастает в четыре раза, а максимальная энергия фотонов в 16 раз, т.е. уже могут генерироваться гамма-лучи. Еще одной возможностью управлять энергией фотонов является увеличение амплитуды встречной волны. Поскольку угловое распределение излучения с увеличением амплитуды встречной волны меняется слабо (по крайней мере, до величины  $a_1 = 5$ ), энергетическая эффективность схемы в экспериментальных приложениях может быть увеличена путем выбора сравнимых амплитуд ускоряющей и встречной волн и оптимальных задержек встречной волны относительно ускоряющей. Одновременно с увеличением максимальной энергии фотонов увеличивается и энергия в излучаемом импульсе.

Еще одной важной характеристикой рентгеновского излучения является длительность импульса. В вычислительном эксперименте длительность импульса определялась временем прохода встречной волны по зеркалу и составляла порядка 5 фс, при этом диаметр зеркала был около 10 мкм (область нахождения ускоренных электронов с высокой энергией). Длительность импульса можно уменьшить, если выбрать ускоряющий импульс с меньшим диаметром (что позволит так-

же ослабить требования к мощности лазера), либо уменьшить диаметр встречной волны (при использовании в экспериментах встречного импульса с гауссовским поперечным распределением). Оценки показывают [6], что в этом случае длительность импульса рентгеновского излучения может составлять несколько сотен аттосекунд. Кроме того, фокусировка встречной волны позволяет также уменьшить и диаметр источника рентгеновского излучения до размера порядка 1–2 мкм.

Таким образом, преимуществами схемы являются: возможность управлять параметрами формируемого импульса; аттосекундная длительность генерируемого рентгеновского и гамма-излучения; минимальный диаметр источника порядка 1–2 мкм; ширина формируемого луча 1–2 градуса и менее (игольчатый луч); возможность одновременно сформировать под разными углами синхронизированные по времени импульсы с разной энергией фотонов.

Установки с такими характеристиками могут с успехом использоваться во многих приложениях.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Corde S., Phuoc K.T., Lambert G. et al. // Rev. Mod. Phys. 2013. V. 85. No 1. P. 1.
2. Kulagin V.V., Cherepenin V.A., Hur M.S. et al. // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. Art. No. 124801.
3. Kulagin V.V., Cherepenin V.A., Gulyaev Y.V. et al. // Phys. Rev. E. 2009. V. 80. Art. No. 016404.
4. Кулагин В.В., Корниенко В.Н., Черепенин В.А. и др. // Квант. электрон. 2013. Т. 43. № 5. С. 443; Kulagin V.V., Kornienko V.N., Cherepenin V.A. et al. // Quantum. Electron. 2013. V. 43. No. 5. P. 443.
5. Кулагин В.В., Корниенко В.Н., Черепенин В.А. // Квант. электрон. 2016. Т. 46. № 4. С. 315; Kulagin V.V., Kornienko V.N., Cherepenin V.A. // Quantum. Electron. 2016. V. 46. No. 4. P. 315.
6. Кулагин В.В., Корниенко В.Н., Черепенин В.А. // Журн. радиоэлектрон. 2015. № 12. С. 1.
7. Martinez B., d'Humières E., Gremillet L. // Phys. Rev. Research. 2020. V. 2. Art. No. 043341.
8. Dromey B., Cousens S., Rykovanov S. et al. // New J. Phys. 2013. V. 15. Art. No. 015025.
9. Li H.Z., Yu T.P., Hu L.X. et al. // Opt. Express. 2017. V. 25. N. 18. P. 21583.
10. Shen X., Pukhov A., Qiao B. // Commun. Phys. 2024. V. 7. P. 84.
11. Андреев А.А., Платонов К.Ю. // Квант. электрон. 2022. Т. 52. № 2. С. 195; Andreev A.A., Platonov K.Yu. // Quantum Electron. 2022. V. 52. No. 2. P. 195.
12. Lee K., Cha Y.H., Shin M.S. et al. // Phys. Rev. E. 2003. V. 67. No 4. Art. No. 026502.

## Laser formation of relativistic electron mirrors and generation of incoherent X-rays

V. V. Kulagin<sup>a, \*</sup>, V. N. Kornienko<sup>b</sup>, V. A. Cherepenin<sup>b</sup>

<sup>a</sup> *Lomonosov Moscow State University, Sternberg State Astronomical Institute,  
Moscow, 119991 Russia*

<sup>b</sup> *Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics of the Russian Academy of Sciences,  
Moscow, 125009 Russia*

\* *e-mail: victorvkulagin@yandex.ru*

Using numerical 2D-PIC simulations, the generation of X-rays during the interaction of an oncoming laser wave with a relativistic electron mirror formed by a powerful accelerating laser pulse from a plasma layer is investigated. The structure of the radiated field in the far zone is investigated, the spectral density of the radiation field and the angular distribution of the pulse energy are found. Changing the parameters of the accelerating and counter waves allows one to control the characteristics of the radiation.

**Keywords:** generation of incoherent X-ray pulses, superintense nonadiabatic laser pulses, relativistic electron mirrors