

УДК 535.36

ГЕНЕРАЦИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ И ГАММА ЛУЧЕЙ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ МОЩНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ С ПЛАЗМЕННЫМИ СЛОЯМИ

В. В. Кулагин^{1,2}, В. Н. Корниенко², В. А. Черепенин²

¹Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова

²Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

Статья поступила в редакцию 8 ноября 2015 г.

Аннотация. Исследуется генерация рентгеновских и гамма лучей за счет томсоновского рассеяния при отражении пробного лазерного импульса от релятивистских электронных пучков аттосекундной длительности, сформированных из тонких плазменных слоев ускоряющим лазерным импульсом. С помощью двумерного численного моделирования определены характерные параметры электронных сгустков. В частности, энергия электронов в сгустке может достигать сотен МэВ, а заряд сгустка составлять от десятков пикокулон до нескольких нанокулон. Показано, что в такой схеме при использовании современных лазеров возможна генерация аттосекундных рентгеновских и гамма пучков с максимальной энергией в единицы МэВ и высокой яркостью.

Ключевые слова: сверхмощные лазерные импульсы, релятивистские аттосекундные электронные пучки, аттосекундные рентгеновские пучки.

Abstract: We study generation of x-rays and gamma rays through Thomson backscattering of a probe laser pulse off attosecond relativistic electron bunch generated by accelerating laser pulse from a thin plasma layer. With the help of two dimensional numeric simulation, typical parameters of electron bunches are derived. In particular, the energy of the electrons in the bunch can reach hundreds of MeV, and the charge of the bunch range from tens of picocoulomb to several nanocoulomb. It is shown that in this

scheme, using modern lasers, it is possible to generate attosecond x-ray and gamma beams with maximum energy of several MeV.

Key words: super-intense laser pulses, relativistic attosecond electron beams, attosecond x-ray beams.

1. Введение

Рентгеновские лучи с момента их открытия и до настоящего времени остаются одним из наиболее эффективных инструментов исследования различных систем во многих областях науки и техники. Особое место занимают источники рентгеновского излучения, основанные на томсоновском рассеянии электромагнитных импульсов на релятивистских электронах [1]. Важным для применений свойством таких рентгеновских лучей является их относительная узкополосность, что позволяет эффективно использовать их, например, в определении структуры объектов, построении темнопольных и фазовоконтрастных изображений, компьютерной томографии и др. С широким распространением лазеров мультитераваттного уровня метод генерации рентгеновских лучей с помощью томсоновского рассеяния привлекает все большее внимание исследователей возможностью создания полностью оптического рентгеновского источника излучения.

Основой генератора рентгеновских лучей на томсоновском рассеянии является источник релятивистских электронных сгустков, параметры которого во многом определяют параметры рентгеновских импульсов. В настоящей работе рассматривается источник, основанный на формировании электронных пучков мощными лазерными импульсами из газовых слоев докритической плотности. Для нанопленки идея синхронного ускорения электронов сверхмощным неадиабатическим лазерным импульсом была впервые предложена в [2], и затем были исследованы характеристики формируемых релятивистских электронных сгустков [3]. При перпендикулярном падении неадиабатического лазерного

импульса релятивистской амплитуды ($a_0 = \frac{eE_0}{mc\omega} > 1$, где E_0 и a_0 - размерная и безразмерная амплитуды лазерного импульса с частотой ω и длиной волны λ , e и m – абсолютная величина заряда и масса электрона, c - скорость света в вакууме) на нанопленку может происходить одновременное продольное (по отношению к оси луча лазера) смещение всех электронов нанопленки под действием продольной компоненты силы Лоренца. При достаточно большой амплитуде поля эта сила разгоняет электроны нанопленки до релятивистских скоростей. В результате может сформироваться релятивистский электронный сгусток с диаметром порядка нескольких микрон при толщине в несколько нанометров и менее. Необходимым условием формирования такого сгустка является превышение амплитудой лазерного импульса определенного порога, зависящего от толщины и материала нанопленки.

Аналогичный подход может быть применен и к формированию релятивистских электронных зеркал из газовых слоев докритической плотности [4]. Физика взаимодействия здесь существенно отличается от случая твердотельных мишеней, поскольку лазерный импульс проходит через газовую мишень без существенного отражения. Тем не менее, и в случае падения лазерного импульса релятивистской интенсивности на плазменный слой докритической плотности продольная компонента силы Лоренца также вызывает продольное смещение электронов плазмы и может разгонять их до релятивистских скоростей. Если амплитуда импульса достаточно велика, а электронная плотность слоя умеренная, то возможен эффект полного вытеснения электронов из слоя плазмы. Импульс распространяется в плазме, ускоряя и захватывая все большее количество электронов. Если толщина плазменного слоя меньше некоторого порога, определяемого амплитудой и длительностью лазерного импульса, то также, как и в случае нанопленок, может быть сформирован одиночный релятивистский сгусток электронов, диаметр которого определяется диаметром

лазерного импульса, а толщина составляет несколько десятков или сотен нанометров. Электронные сгустки, формируемые из газовой струи, в отличие от сгустков из нанопленки, могут обладать значительно меньшим зарядом и разбросом энергии электронов, что существенно расширяет их область применимости, в том числе, для аттосекундных воздействий пробного пучка в «pump-probe» экспериментах и для генерации импульсов рентгеновского диапазона с помощью рассеяния встречного лазерного пучка.

Целью настоящей работы является определение возможных параметров электронных пучков, формируемых мощными лазерными импульсами из газовых слоев докритической плотности с целью их использования для рассеяния встречного пробного лазерного импульса и генерации рентгеновского и гамма излучения, а также исследование характеристик этого излучения.

2. Формирование релятивистских электронных сгустков и их параметры

Для определения возможных параметров релятивистских электронных сгустков, формируемых из газовых струй, воспользуемся численным моделированием, основанным на методе «облако в ячейке» (particle-in-cell, PIC в англоязычной литературе). Ниже представлены результаты двумерного численного моделирования процесса формирования релятивистских электронных сгустков из плазменного слоя при падении на него мощного лазерного импульса с крутым фронтом (длительность фронта – доли периода импульса). Фазовое пространство z - y (продольная координата – поперечная координата для электронов, нормированные на длину волны λ лазерного импульса) и нормированная энергия γ электронов сгустка, сформированного из плазменного слоя толщиной $l = 9$ мкм, представлены на рис. 1 для момента времени, равного 144 периодам (475 фс) после начала взаимодействия с лазерным импульсом. Отношение плазменной частоты слоя $\omega_p = \sqrt{4\pi n e^2 / m}$ (n – концентрация электронов в плазме) к частоте лазерного импульса ω_0 составляет 0.02, плазма

предполагается холодной и бесстолкновительной (что является достаточно хорошим приближением для газовых плотностей и больших амплитуд лазерного импульса). Безразмерная амплитуда линейно поляризованного (вдоль оси z) лазерного импульса равна 20, диаметр 40 мкм (по уровню e^{-1}), длина волны 1 мкм, импульс имеет вид отрезка синусоиды длиной 5 длин волн, что соответствует неадиабатической форме импульса, когда уже первый полуцикл имеет амплитуду, близкую к максимальной амплитуде импульса [5].

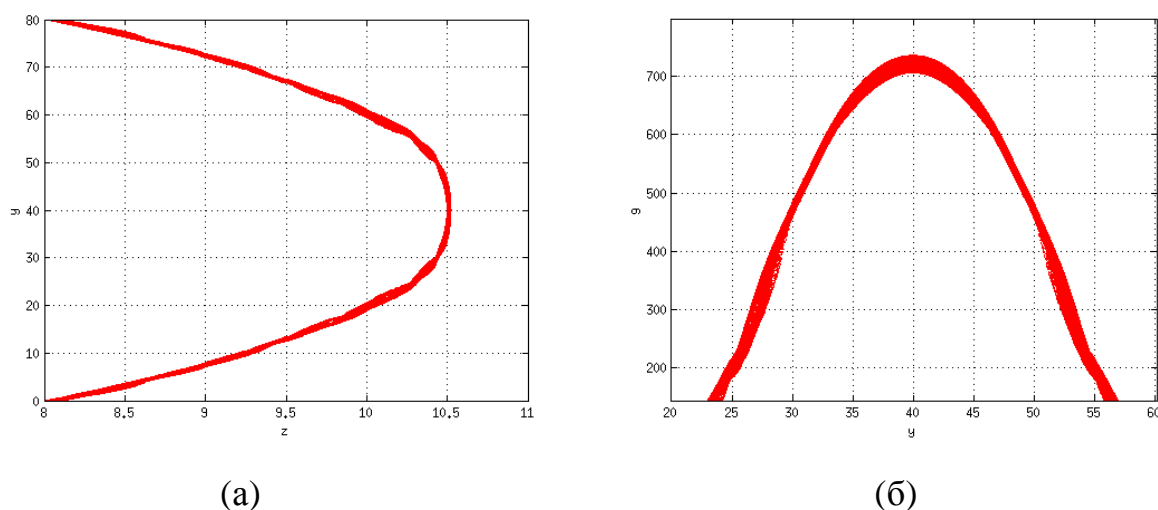


Рис. 1. Релятивистский электронный сгусток, сформированный из плазменного слоя неадиабатическим лазерным импульсом: (а) – пространственное распределение электронов, (б) – нормированная энергия электронов спустя 144 периода от начала взаимодействия. Начальная толщина слоя составляет 9 длин волн, отношение плазменной частоты слоя к частоте лазерного импульса равно 0.02, безразмерная амплитуда лазерного импульса равна 20, длина волны 1 мкм, диаметр 40 мкм, импульс линейно поляризован, имеет вид отрезка синусоиды длиной 5 длин волн и распространяется в положительном направлении оси z . Здесь и ниже координаты нормированы на длину волны.

Участок сгустка с наибольшей энергией располагается около оси лазера вблизи $y=40$ (поле лазерного импульса спадает по гауссовскому закону при удалении от оси). Максимальная нормированная энергия электронов в этом месте равна $\lambda=735$. Ширина однородного участка зависит от времени взаимодействия и в данном случае приблизительно равна 20λ , т.е. оказывается в два раза меньше диаметра лазерного луча. Именно этот участок и надо использовать для отражения встречного пробного импульса. Разброс энергии электронов на оси лазерного импульса и на краю этого участка составляет 36%. Улучшить параметры рентгеновского излучения можно, сужая область отражения, т.е. уменьшая диаметр встречного лазерного импульса. В данном случае, для участка диаметром 8λ около оси лазерного импульса разброс энергии электронов составляет всего 9.5%. Толщина электронного сгустка вблизи оси оказывается порядка 13 нм. Такое уменьшение толщины в 692 раза объясняется сжатием слоя под воздействием лазерного импульса.

Следует отметить, что движение одиночного электрона в поле плоской электромагнитной волны с произвольной огибающей описывается аналитическими формулами [6]. Для импульса с прямоугольной огибающей (отрезок синусоиды) и $a_0 > 1$ можно получить следующие оценки:

$$\omega_0 T_l = 2\pi + \frac{3\pi a_0^2}{2}; \quad \gamma_{\max} \approx p_{z\max} = 2a_0^2; \quad z_p / \lambda = \frac{3a_0^2}{4}; \quad l_{\min} = \frac{l}{\gamma_{\max}}. \quad (1)$$

Здесь T_l – период скольжения, γ_{\max} и $p_{z\max}$ – максимальные значения нормированных энергии и продольного импульса электронов, z_p – продольное перемещение за период скольжения, l_{\min} – минимальная толщина зеркала. Как следует из этих оценок, параметры сгустка в численном моделировании достаточно близко им соответствуют. В частности, максимально возможная энергия равна 800, а для сгустка эта величина равна 735, т.е. разница составляет менее 9%. В соответствии с уменьшением толщины растет и плотность сгустка. Следует иметь в виду, что при длительном времени взаимодействия заряд из

центра сгустка перетекает на периферию, что вызывает определенное уменьшение плотности электронов в центре. Однако этот эффект незначительный, пока с электронным сгустком взаимодействует первый полупериод неадиабатического лазерного импульса (как в данном случае), так что уменьшение плотности по отношению к максимально возможному значению составляет не более 2-3 раз [2,3].

Другой особенностью рассматриваемой системы является одновременное движение электронов в сгустке как вдоль оси лазерного импульса (вдоль z), так и в поперечном направлении (вдоль y). При таком большом значении нормированной энергии электронов, как в данном случае, угол расхождения излучения оказывается чуть больше 1 мрад. В этом случае для обеспечения эффективного встречного рассеяния пробный лазерный импульс следует направлять под некоторым углом к оси ускоряющего лазерного импульса, определяемом соотношением поперечного и продольного импульса электронов. Зависимость этого угла от поперечной координаты y электронов представлена на рис. 2. Здесь для области 8λ около оси лазерного импульса ($y=40$) разброс этих углов для электронов оказывается всего 4.5 мрад при среднем угле около 48 мрад.

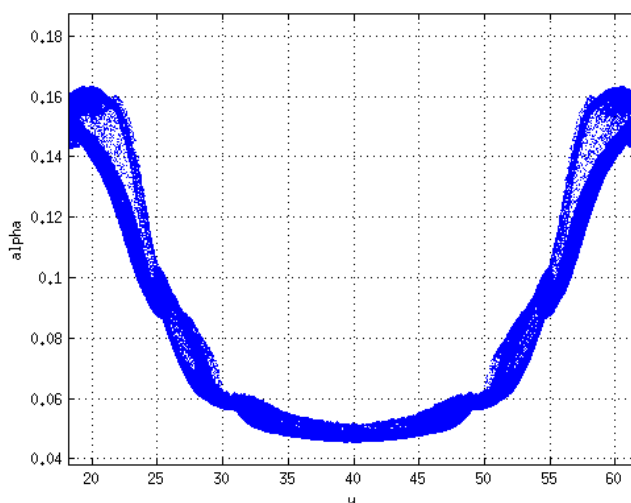


Рис. 2. Зависимость угла между импульсом электронов и осью лазерного импульса от поперечной координаты.

Интересно отметить, что разброс углов остается неизменным даже при сужении отражающей области около оси лазерного импульса. Это связано с различным временем эффективного ускорения разных электронов сгустка, так как рядом могут находиться электроны, располагающиеся на разных сторонах плазменного слоя в начале взаимодействия.

3. Параметры рассеянных импульсов

При определении возможных параметров отраженных импульсов будем исходить из оценок, приведенных в обзоре [7] и в указанных там ссылках.

А. Энергия отраженных квантов.

При встречном взаимодействии максимальная энергия отраженных квантов определяется величиной $4\gamma^2$ (для нерелятивисткой амплитуды пробного импульса), что для $\gamma = 735$ составляет $2.16 \cdot 10^6$. Учитывая, что энергия фотонов с длиной волны 1 мкм составляет 1.24 эВ, максимальная энергия отраженных квантов может достигать величины порядка 2.7 МэВ, что соответствует уже энергиям гамма квантов. При уменьшении амплитуды a_0 разгоняющего поля энергия отраженных квантов снижается, так что их энергия может составлять сотни или десятки кэВ и менее. Таким образом, меняя амплитуду разгоняющего поля, можно плавно регулировать энергию рентгеновских или гамма квантов в широком диапазоне. Более того, при разгоне энергия электронов проходит все значения в диапазоне от нуля до максимальной величины, т.е. просто выбирая определенное запаздывание начала отражения после начала разгона, можно обеспечить требуемую энергию отраженных квантов. Этот прием эффективен при относительно небольшой длительности встречного импульса (не более нескольких десятков периодов). В этом случае изменение энергии электронов в процессе отражения будет незначительным. С другой стороны, выбирая большую длительность встречного импульса, можно получить отраженный рентгеновский

или гамма импульс с плавно изменяющейся частотой.

При релятивистской амплитуде встречного лазерного импульса происходит уменьшение энергии отраженного рентгеновского импульса, хотя количество отраженных квантов и растет. Так, для безразмерной амплитуды a_1 пробного импульса, равной единице, энергия отраженных квантов уменьшается в полтора раза [7] и составляет 1.8 МэВ, что также соответствует гамма диапазону. При дальнейшем увеличении амплитуды пробного импульса интенсивность гармоник быстро растет, а спектр отраженного излучения по форме становится близок к синхротронному .

Б. Размер источника, длительность и угол расхождения излучения.

Размер источника излучения определяется размерами отражающего сгустка электронов и размерами пятна фокусировки пробного импульса. При достаточно большом диаметре разгоняющего импульса основную роль при определении размеров источника излучения играет размер пятна фокусировки пробного импульса. Его возможные значения могут быть от одной длины волны до диаметра луча ускоряющего импульса, т.е. от 1 до 20-30 мкм. Лучшие характеристики излучения получаются при пятне не более 8 мкм.

Интенсивность отраженного излучения электрона имеет существенную величину внутри угла $\theta \approx \gamma^{-1}$, что составляет для $\gamma \approx 700$ величину порядка 1.5 мрад. Если рассматривать площадку с диаметром 8λ около оси лазерного импульса, то заметная энергия будет излучаться в пределах угла 6 мрад. Следует также отметить, что часть спектра будет испытывать красное смещение вследствие большого (по сравнению с θ) угла от оси встречного пробного импульса, что вызовет расширение спектрального диапазона отраженного излучения.

Длительность импульса отраженного излучения определяется, в основном, толщиной электронного сгустка. Толщина самого сгустка на оси составляет 13 нм,

кроме того, длительность отраженного излучения увеличивается из-за достаточно большой величины наклона импульса электрона к оси лазерного импульса, так что для эффективного диаметра пятна отражения 8λ длина импульса составляет порядка 400 нм, а длительность около 1.3 фс. Фокусируя пробный импульс в пятно размером порядка длины волны, длину отраженного импульса можно уменьшить до 61 нм, а его длительность до 200 ас. Таким образом, рассматриваемая схема генерации позволяет реализовать аттосекундные рентгеновские и гамма импульсы (при достаточно малой длительности пробного импульса, чтобы его расхождение из-за дифракции при сильной фокусировке не увеличивало пятно отражения).

В. Число излучаемых фотонов источника и спектральная яркость излучения при отражении пробного импульса.

Общее число излучаемых фотонов определяется числом электронов, участвующих в отражении. При амплитуде пробного импульса, равной единице, излучается порядка $1.53 \cdot 10^{-2}$ фотонов на один электрон за один период пробного импульса [7]. Число электронов до начала взаимодействия в области слоя диаметром 8 мкм вдоль оси ускоряющего импульса составляет около $2 \cdot 10^8$ и их общий заряд оказывается порядка 32 пк. После сжатия слоя ускоряющим импульсом число электронов в сгустке уменьшается порядка двух раз, т.е. общее число электронов в сгустке в момент отражения пробного импульса равно 10^8 . Считая, что общее число периодов пробного импульса равно 10, получаем, что при отражении пробного импульса излучается $1.53 \cdot 10^7$ фотонов. Увеличения общего числа излучаемых фотонов можно достичь, увеличивая пятно отражения. Так, для фокусировки пробного импульса в пятно диаметром 20 мкм общее число излучаемых фотонов оказывается порядка 10^8 . Увеличение длительности пробного импульса до 100 периодов еще на порядок увеличивает общее число излучаемых фотонов.

Спектральную яркость источника можно по порядку величины оценить, исходя из приведенных выше параметров излучения. Считая спектральную плотность равномерной до максимальной частоты излучения, получим следующую оценку:

$$B = 1.2 \cdot 10^{22} \frac{\text{фотонов}}{\text{с} \cdot \text{мм}^2 \cdot \text{мрад}^2 \cdot (0.1\% \text{полосы})}. \quad (2)$$

При уменьшении размера излучающей области до одной длины волны яркость источника возрастает еще как минимум в 6.5 раз за счет сокращения длительности излучения. Учитывая спектральный диапазон излучения (гамма импульсы), эти значения оказываются на уровне соответствующих величин для лучших источников рентгеновского диапазона, существующих в мире [7].

6. Заключение

В работе с помощью численного моделирования показано, что для относительно умеренных безразмерных амплитуд лазерного импульса порядка 20 возможно формирование релятивистских электронных сгустков с минимальной толщиной около десяти нанометров (длительность – десятки аттосекунд) и энергией в сотни МэВ при взаимодействии мощных лазерных импульсов с газовыми слоями докритической плотности. Для создания релятивистского электронного сгустка с отражающей поверхностью диаметром 8 мкм требуется лазерная установка с мощностью порядка 130 ТВт. При использовании лазеров петаваттного уровня могут быть достигнуты улучшенные характеристики излучения. Формируемые релятивистские электронные сгустки можно использовать для рассеяния встречного пробного импульса и генерации рентгеновского и гамма излучения. Исследованы характеристики такого излучения. Показано, что энергия отраженных квантов может составлять единицы МэВ при яркости излучения порядка $10^{22} \frac{\text{фотонов}}{\text{с} \cdot \text{мм}^2 \cdot \text{мрад}^2 \cdot (0.1\% \text{полосы})}$.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №14-12-01259).

Литература

1. G. A. Krafft and G. Priebe. // Compton Sources of Electromagnetic Radiation. Rev. Accl. Sci. Techol. V. 3. P. 147 (2010).
2. Kulagin V.V., Cherepenin V.A., Hur M.S., Suk H. // Theoretical Investigation of Controlled Generation of a Dense Attosecond Relativistic Electron Bunch from the Interaction of an Ultrashort Laser Pulse with a Nanofilm. Phys. Rev. Lett., V. **99**, P. 124801 (2007).
3. Victor V. Kulagin, Vladimir A. Cherepenin, Yuri V. Gulyaev, Vladimir N. Kornienko, Ki Hong Pae, Victor V. Valuev, Jongmin Lee, and Hyyong Suk. // Characteristics of relativistic electron mirrors generated by an ultrashort nonadiabatic laser pulse from a nanofilm, Physical Review E, V. **80**, P. 016404 (2009).
4. Кулагин В.В., Корниенко В.Н., Черепенин В.А. // Лазерное формирование релятивистских электронных сгустков субмикронной длительности из плазменных слоев. Журнал радиоэлектроники: электронный журнал, № 12, (2014).
5. В. В. Кулагин, В. Н. Корниенко, В. А. Черепенин, Х. Сак. // Генерация мощных когерентных аттосекундных рентгеновских импульсов с помощью релятивистских электронных зеркал, Квантовая электроника, V. **43**, № 5, P. 443-448 (2013).
6. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Теория поля, М.: Наука, 1988. Глава 6, параграф 48.
7. S. Corde, K. Та Phuoc, G. Lambert, R. Fitour, V. Malka, and A. Rouse. // Femtosecond x rays from laser-plasma accelerators. Rev. Mod. Phys. V. 85. P. 1. (2013).