Письма в ЖЭТФ, том 124, вып. 11, с. 950 – 960 © 2026 г. 10 декабря

Яркий комптоновский источник на основе взаимодействия сверхсильного лазерного импульса с релятивистски прозрачной фольгой и плазменным зеркалом[1)]

Д. А. Чекмарева[+], *А. В. Коржиманов*[+*2)]

[+]*Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, 603000 Н. Новгород, Россия*

[*]*Радиофизический факультет, Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, 603022 Н. Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 8 октября 2026 г.
После переработки 22 октября 2026 г.
Принята к публикации 24 октября 2026 г.

Предложен и исследован численно источник рентгеновского излучения, в котором один лазерный импульс сначала ускоряет электроны, проходя сквозь релятивистски прозрачную тонкую закритическую фольгу, а затем, отразившись от плазменного зеркала, сталкивается с ними лобовым образом. Двумерным кинетическим моделированием показано, что для лазерного импульса интенсивностью порядка 10^{21} Вт/см^2 и оптимальных параметров фольги наблюдается ускорение электронов до энергии порядка 100 МэВ, а источник способен дать до 10^7 фотонов на 0.1 % полосы на джоуль энергии лазерного импульса в диапазоне 10–250 кэВ – на два порядка больше, чем аналогичная схема с газовой струей. Это также примерно на порядок превышает удельный выход лучших бетатронных источников на газовых мишенях и сопоставимо с лучшими экспериментальными результатами, полученными на мишенях околокритической плотности.

DOI: 10.7868/S3034576626120078

1. Введение. Яркие источники коротких импульсов рентгеновского излучения востребованы в фазово-контрастной визуализации биологических объектов, радиографии и спектроскопии ядерной резонансной флуоресценции в диапазоне от десятков кэВ до единиц МэВ [1]. Лазерно-плазменное ускорение электронов [2, 3] лежит в основе двух семейств компактных фемтосекундных источников: бетатронного излучения электронов, захваченных в кильватерную волну, [4, 5] и обратного комптоновского рассеяния (ОКР) лазерного импульса на встречном пучке релятивистских электронов [6, 7]. В последнем случае частота рассеянного излучения повышается в $\sim 4\gamma^2$ раз (где γ – лоренц-фактор электронов), что при энергиях электронов в десятки–сотни МэВ выводит фотоны в область сотен кэВ и выше.

Общим недостатком обоих семейств остается относительно малый спектральный выход. Для бетатронных источников он обычно составляет 10^5–10^6 фотонов на 0.1 % полосы за выстрел [6, 1], и лишь в последние годы за счет оптимизации инжекции и длины ускорения был поднят до 10^6–10^7 [8–10]. Для комптоновских схем он в значительной мере определяется источником электронов. В большинстве экспериментальных реализаций им служила газовая струя, в которой первый импульс возбуждает кильватерную волну, а второй – встречный импульс [11, 12] или тот же импульс, отраженный плазменным зеркалом за струей [13–15], – рассеивается на ускоренных электронах. Так были получены фотоны от единиц кэВ [11] до МэВ [12, 15] и, в последнее время, до ГэВ [16]. Совершенствование плазменного зеркала продолжает повышать выход [17], однако относительно низкая концентрация электронов в струе ($\sim 10^{18}$ см$^{-3}$) ограничивает число ускоренных, а значит и рассеивающих, частиц.

Увеличить число излучающих электронов позволяют мишени околокритической плотности, в которых электроны ускоряются непосредственно полем лазерного импульса [18, 19] (критическая концентрация $N_c = m_e\omega^2/(4\pi e^2)$, где e и m_e – заряд и масса электрона, ω – частота излучения, составляет $1.74 \cdot 10^{21}$ см$^{-3}$ при длине волны $\lambda = 800$ нм), а отражение импульса от их границы сопровождается генерацией излучения вплоть до рентгеновско-

[1)]См. дополнительный материал к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ru

[2)]e-mail: artem.korzhimanov@ipfran.ru

го диапазона [20]. Комптоновские схемы на твердотельных и околокритических мишенях исследовались теоретически главным образом в существенно более сильных полях, соответствующих интенсивности излучения $I \gtrsim 10^{22}$ Вт/см^2 и безразмерной амплитуде $a_0 \gtrsim 50$ ($a_0 = eE_0/(m_e\omega c)$, c – скорость света, E_0 – амплитуда поля), как источники гамма-квантов МэВ-диапазона [21–28] (сравнительный анализ таких конфигураций дан в [29]). Недавно двухслойная схема "прозрачный слой + отражающая подложка" была реализована и экспериментально [30]: при интенсивности $\approx 10^{21}$ Вт/см^2 и энергии импульса 26 Дж мишень из слоя углеродных нанотрубок толщиной 40 мкм с концентрацией электронов $0.4N_c$ и прикрепленной за ним фольги нанометровой толщины позволила получить более $5 \cdot 10^{10}$ фотонов с энергией выше 10 кэВ на джоуль энергии лазерного импульса при коэффициенте преобразования порядка 10^{-3}. В отличие от [25], где тонкая твердотельная фольга перед прозрачным слоем лишь обостряет передний фронт импульса, в настоящей работе сама тонкая фольга служит источником электронов: ее концентрация на 1–2 порядка выше критической, а толщина составляет десятки нанометров вместо десятков микрон, так что ускорение электронов и рассеяние на них излучения происходят на длине менее 10 мкм. При этом интенсивность излучения – порядка 10^{21} Вт/см^2 – соответствует уже действующим петаваттным установкам и дает фотоны в наиболее востребованном для визуализации диапазоне десятков–сотен кэВ.

Возможность использовать фольгу с концентрацией электронов выше критической как источник электронов и при этом пропустить сквозь нее импульс обеспечивается эффектом релятивистски индуцированной прозрачности тонкого слоя [31–35]: если толщина фольги меньше пороговой, световое давление вытесняет электронный слой раньше, чем электростатическое поле разделения зарядов успевает его удержать, и импульс вместе с частью электронов проходит сквозь мишень. Ниже мы предлагаем схему источника ОКР, в которой один импульс используется дважды: сначала он ускоряет электроны, просветляя фольгу, а затем, отразившись от плоского плазменного зеркала за ней, сталкивается с ними лобовым образом (рис. 1). Схема сочетает твердотельную концентрацию электронов с отсутствием требования синхронизации двух импульсов.

2. Схема источника и постановка моделирования. При лобовом столкновении электрона с лоренц-фактором $\gamma \gg 1$ с волной амплитуды $a \gg 1$ рассеяние носит нелинейный, вигглерный характер

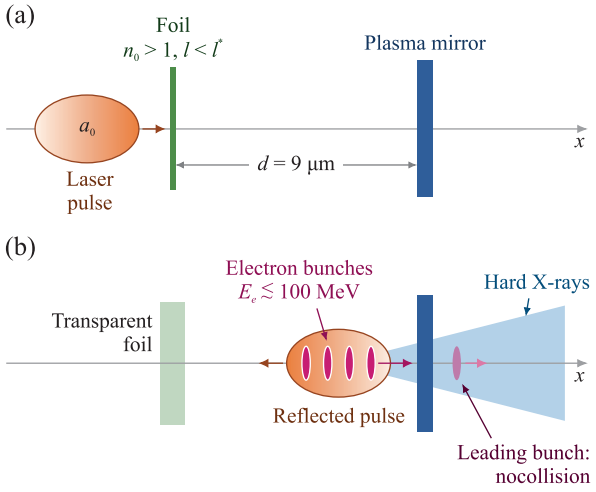


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема источника. (a) – Исходная конфигурация: лазерный импульс амплитуды a_0 падает на фольгу с параметром закритичности $n_0 > 1$ и толщиной l ниже порога прозрачности l^* (1). На расстоянии $d \simeq 10$ мкм за ней расположено плоское плазменное зеркало. (b) – Прошедший импульс отражается зеркалом и сталкивается с ускоренными электронами

с параметром $K = a$ [6]: частота n-й гармоники, отвечающей поглощению n лазерных фотонов, равна $4\gamma^2 n\omega/(1 + a^2/2)$, а излучение представляет собой синхротронный континуум с критической частотой $\omega_c \approx 3a\gamma^2\omega$, т.е. $n_c \approx (3/8)a^3$. При $\lambda = 800$ нм ($\hbar\omega = 1.55$ эВ), амплитуде отраженного импульса $a \approx 20$–25 и $\gamma \approx 30$–100 это дает $\hbar\omega_c \approx 0.1$–$1$ МэВ и $n_c \sim (3$–$6) \cdot 10^3$, а линейное томсоновское рассеяние ($n = 1$) дает фотоны с энергией ниже 1 кэВ и роли не играет. Квантовый параметр $\chi_e \approx 2\gamma a\hbar\omega/(m_e c^2) \approx \approx 1.2 \cdot 10^{-3} a$ при $\gamma = 200$, поэтому для существующих лазерных систем излучение носит классический характер, а рождение пар несущественно.

Так же малосущественны и эффекты радиационного трения, которое определяется накопленными потерями энергии электрона за время столкновения. Доля энергии, теряемая электроном за пролет сквозь импульс длительностью τ с амплитудой огибающей a, равна $\Delta\mathcal{E}/\mathcal{E} \approx (2\pi r_e/\lambda)\,\omega\tau\,\gamma a^2 \approx 2 \cdot 10^{-8}\,\omega\tau\,\gamma a^2$ (r_e – классический радиус электрона), так что для интенсивных фемтосекундных импульсов ($\omega\tau \approx 60$ и $a \approx 20$) и электронов с энергией порядка $\gamma \approx 100$ она составляет около 5 %. Отношение силы радиационного трения к силе Лоренца при этом не превышает $(4/3)(2\pi r_e/\lambda)\gamma^2 a \approx 0.03$.

Пусть фольга имеет концентрацию электронов $N_e = n_0 N_c$ и толщину l. При нормальном падении импульса на слой с резкой границей электроны отжимаются световым давлением, а ионы за время импульса остаются практически неподвижными (влия-

ние подвижности ионов на порог прозрачности рассмотрено в [36]). Слой становится прозрачным, когда усредненное по периоду световое давление превышает максимальную силу, с которой электроны может удержать электростатическое поле разделения зарядов. Для циркулярно поляризованной волны с амплитудой a_0 это условие записывается в виде [31] $a_0 > \varepsilon_0$, где $\varepsilon_0 = \pi n_0 l/\lambda$ – безразмерная поверхностная плотность слоя. Световое давление определяется интенсивностью излучения, поэтому для линейно поляризованной волны с амплитудой a_0, которая при той же интенсивности в $\sqrt{2}$ раз больше, условие прозрачности принимает вид $a_0/\sqrt{2} > \varepsilon_0$, т.е.

$$l < l^* = \frac{a_0}{\sqrt{2}\,\pi n_0}\,\lambda. \qquad (1)$$

При $l < l^*$ электростатическое поле $E_x \simeq 2\pi e N_e l$ уже не может удержать смещенный электронный слой, и импульс вместе с частью электронов проходит сквозь фольгу [32]. Параметр ε_0 определяет и линейный коэффициент отражения слоя $\varepsilon_0^2/(1+\varepsilon_0^2)$ [31], поэтому при $\varepsilon_0 \lesssim 1$ слой прозрачен уже для слабой волны, и критерий (1) имеет смысл только при $\varepsilon_0 > 1$, когда просветление требует $a_0 > \sqrt{2}\,\varepsilon_0 > 1$. Именно эта область представляет особый интерес, поскольку в ней число электронов в слое может быть велико, но тогда фольга может просветлиться лишь при релятивистской амплитуде, когда световое давление заметно меняет толщину электронного слоя. Этот механизм, названный в [34] релятивистски индуцированной прозрачностью слоя, отличается от релятивистской самоиндуцированной прозрачности протяженной плазмы, связанной с ростом инерции электронов и наступающей для линейно-поляризованной волны при $n_0 \lesssim \sqrt{1+a_0^2/2}$ [37, 38]. Подчеркнем, что критерий (1) относится к мгновенной амплитуде поля: для импульса с плавной огибающей слой толщины l становится прозрачным в тот момент, когда $a(t)$ достигает $\sqrt{2}\,\pi n_0 l/\lambda$, так что передняя часть импульса отражается, а остальная проходит [39].

Моделирование было выполнено кодом PICADOR [40] в двумерной геометрии. Излучение фотонов описывалось модулем Монте-Карло [41], в котором каждая макрочастица излучала с локальной синхротронной вероятностью, зависящей от χ_e, а импульс испущенного фотона вычитался из импульса электрона. Таким образом, в моделировании учитывались и радиационное трение, и потенциально квантовый характер излучения, несмотря на малость этих эффектов. Импульс имел гауссову огибающую по времени и пространству, длительность 11 фс и фокусировался в пятно диаметром 5 мкм (обе величины по полувысоте интенсивности) в плоскость фольги. Он имел линейную поляризацию, плоскость которой составляла угол 45° с плоскостью расчета, и энергию, равную 5 Дж. Таким образом, его амплитуда в максимуме составляла $a_0 = 26.7$, что соответствует интенсивности $1.5 \cdot 10^{21}$ Вт/см^2 и мощности 430 ТВт. Такие параметры достижимы на типичных современных лазерных системах петаваттного уровня [42] при использовании дополнительной посткомпрессии импульса [43, 44].

Фольга задавалась как полностью ионизованный слой с резкой границей. Ее толщина l и параметр закритичности n_0 варьировались; ионы считались подвижными, отношение заряда к массе для них составляло $3e/7m_p$ (m_p – масса протона), что соответствует гелиеподобным ионам железа $^{56}Fe^{24+}$ (степень ионизации соответствует полевой ионизации в поле интенсивностью $\approx 10^{21}$ Вт/см^2 [45, 46]). Зеркало представляло собой плазменный слой с концентрацией электронов $57N_c$ и толщиной 0.8 мкм, расположенный на расстоянии $d = 9$ мкм за фольгой.

Расчетная область составляла 25×20 мкм^2 с шагом $\Delta x = 12.5$ нм вдоль оси распространения и $\Delta y = 100$ нм поперек. Число частиц в ячейке равнялось 100. По оси x были использованы поглощающие граничные условия, а по y – периодические. Сканирование по (n_0, l) выполнялось в пределах $n_0 = 10$–90 и $l = 0.025$–0.4λ.

3. Ускорение электронов из просветляющейся фольги. На рисунке 2 показана характерная динамика взаимодействия лазерного импульса с тонкой фольгой. Импульс, достигнув фольги, оттесняет давлением электроны к ее задней границе, в результате чего толщина электронного слоя становится меньше толщины скин-слоя и лазерный импульс проходит сквозь него. Это сопровождается одновременным увлечением части электронов за пределы плазменного слоя [35]. Ионы за это время сдвинуться не успевают. Электроны покидают слой в виде последовательности сгустков, следующих с периодом $\lambda/2$, которая движется вместе с импульсом к зеркалу. Часть электронов ускоряется и назад, но до заметно меньших энергий.

Покинувшие слой электроны ускоряются непосредственно полем прошедшей волны, и их энергия определяется набранным в ней поперечным импульсом $p_\perp$: $\gamma \approx (1 + p_\perp^2/m_e^2c^2)/2R$, где $R = \gamma - p_x/m_e c$ – величина, сохраняющаяся при движении в плоской волне (для первоначально покоившегося электрона $R = 1$). Поскольку $p_\perp \sim a m_e c$, где a – амплитуда поля в месте нахождения электрона, энергии порядка 100 МэВ достижимы лишь для электронов, ока-

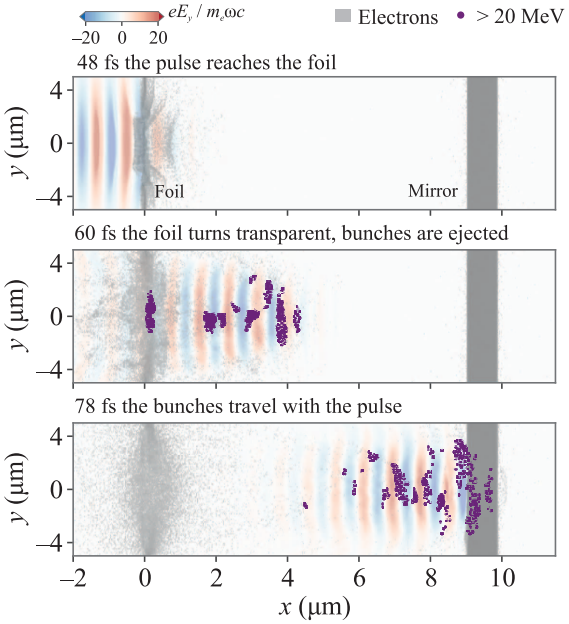


Рис. 2. (Цветной онлайн) Взаимодействие импульса с фольгой при $n_0 = 55$, $l = 0.06\lambda$ в моменты $t = 48$, 60 и 78 фс (сверху вниз): поперечное поле E_y (цветовая шкала), электроны (серым), электроны с энергией выше 20 МэВ (пурпурные точки)

завшихся в области максимума поля. Роль фольги состоит именно в том, чтобы инжектировать электроны в эту область: она удерживает их до прихода наиболее интенсивной части импульса. В отсутствие фольги электроны сносятся передним фронтом импульса и в область максимума поля не попадают. Анализ траекторий электронов (дополнительные материалы, рис. S1) подтверждает эту картину: все электроны с энергией выше 45 МэВ оказываются вырваны из фольги при прохождении сквозь нее максимума импульса и получают энергию от поперечного поля волны, тогда как в расчете без фольги энергия пробных электронов не превышает 25 МэВ.

Прямое ускорение электронов ультратонкой фольги полем остросфокусированного импульса рассматривалось ранее в [47]. Экспериментально доускорение электронов, вылетевших из тонкой полимерной фольги, прошедшим сквозь нее излучением наблюдалось в работе [48] при интенсивности $\sim 10^{20}$ Вт/см^2, где вторая фольга на расстоянии 500 мкм лишь отсекала импульс, предотвращая торможение электронов в спадающем поле. В нашей схеме вторая мишень служит зеркалом, и отраженный ею импульс используется для рассеяния, расстояние ~ 10 мкм позволяет электронам встретить его до того, как они отстанут от прошедшего импульса.

Для поиска оптимальных параметров мишени на плоскости (n_0, l) были построены карты числа электронов, превышающих заданную энергию, в фиксированный момент $t \approx 72$ фс, когда ускорение практически завершено, а частицы еще не покинули расчетную область (рис. 3). Для порогов выше ~ 25 МэВ высокоэнергичная популяция сосредоточена в узкой полосе, следующей зависимости $l \propto 1/n_0$ и лежащей между $l^*/2$ и l^*: при $n_0 \geq 30$ максимум по толщине достигается в среднем при $l \approx 0.6\, l^*$. Наибольшее число электронов с энергией выше 26 МэВ, $\approx 4 \cdot 10^9$, получено при $n_0 = 40$, $l = 0.1\lambda$, а с энергией выше 46 МэВ, $\approx 1.6 \cdot 10^9$, – при $n_0 = 55$, $l = 0.063\lambda$. Отметим, что внутри этой полосы зависимость от параметров фольги не является гладкой: в расчетах с близкими значениями n_0 и l число высокоэнергичных электронов может различаться в 2–3 раза. Электроны с энергией > 16 МэВ наблюдаются по обе стороны границы прозрачности: это квазитепловая компонента, порождаемая нагревом на поверхности мишени, с температурой порядка пондеромоторной энергии $m_e c^2(\sqrt{1 + a_0^2/2} - 1) \approx 9.2$ МэВ. Выше порога $l > l^*$ импульс отражается от фольги, и ускоренные электроны образуют диффузное облако без коллимированной последовательности пучков.

Положение оптимума может быть объяснено отмеченной выше зависимостью критерия прозрачности от мгновенной амплитуды. При $l \ll l^*$ слой просветляется уже на слабом переднем фронте импульса и перестает удерживать электроны задолго до прихода максимума поля, кроме того, само число электронов в нем мало. При $l \to l^*$ пробой наступает лишь вблизи максимума импульса, большая часть его энергии отражается, прошедший импульс оказывается малым как по длительности, так и по амплитуде, поэтому и число вырванных из слоя электронов, и их энергия оказываются малыми. Для промежуточной толщины $l \approx l^*/2$ достигается оптимум: с одной стороны, просветление наступает на фронте импульса при $a(t) \approx a_0/2$, и сквозь слой проходит значительная его часть, а с другой – слой продолжает удерживать часть электронов вплоть до прихода максимума поля.

Спектры ускоряемых электронов при этом носят нетепловой характер, но являются широкими и не демонстрируют формирование квазимоноэнергетических пучков. Это естественно для ускорения полем волны: электроны инжектируются в волну в разных фазах, а их энергия изменяется по мере отставания от волны. Энергия отсечки спектра достигает максимума, ≈ 95 МэВ, при тех же параметрах, что и число высокоэнергичных электронов, $l \approx 0.5\, l^*$ (до-

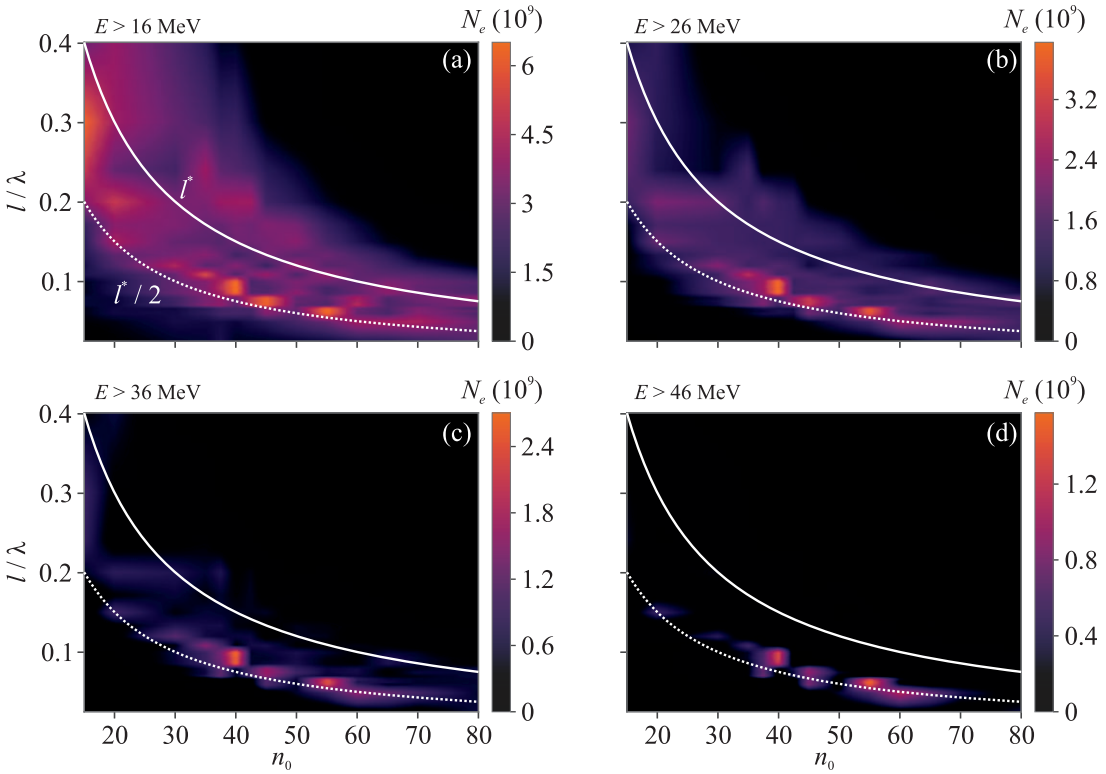


Рис. 3. (Цветной онлайн) Число электронов N_e с энергией выше: (a) – 16, (b) – 26, (c) – 36 и (d) – 46 МэВ, летящих в направлении распространения импульса, на плоскости параметров фольги (n_0, l) при $a_0 = 26.7$ в момент времени $t = 72$ фс (линейная интерполяция между расчетами; размер по третьей координате принят равным 5 мкм). Сплошная линия – порог прозрачности $l^*(n_0)$ (1), штриховая – $l^*/2$

полнительные материалы, рис. S2). В качестве оптимальных нами были выбраны параметры $n_0 = 45$–55 и $l \approx l^*/2$, что при $\lambda = 800$ нм соответствует $N_e \approx (0.8$–$1) \cdot 10^{23}$ см$^{-3}$ и толщинам 44–53 нм. Приведенные ниже результаты относятся к $n_0 = 55$, $l = 0.06\lambda$ ($l \approx 0.55\, l^*$), если не оговорено иное.

4. Генерация рентгеновского излучения. Когда лазерный импульс достигает зеркала, он отражается от него и начинает распространяться навстречу ускоренным электронам. Однако часть электронов, находящаяся на фронте импульса, успевает пролететь дальше, не принимая участия в процессе столкновения с отраженным излучением. В результате из моделирования следует, что только порядка 80 % электронов с энергией выше 25 МэВ оказываются вовлечены в процесс ОКР. Это подтверждается распределениями фотонов (дополнительные материалы, рис. S3): излучение с энергией выше 100 кэВ не наблюдается для электронов на переднем фронте и появляется только для электронов, следующих позади.

Анализ распределений фотонов по времени и координате показывает, что фотоны, летящие в направлении распространения импульса, рождаются в рассматриваемой схеме в три этапа. На первом этапе ($t \approx 48$–66 фс) излучение возникает при взаимодействии импульса с фольгой; оно направлено преимущественно назад. Второй этап ($t \approx 78$–96 фс) представляет собой собственно столкновение ускоренных электронов с отраженным от зеркала импульсом, фотоны при этом рождаются у поверхности зеркала (рис. S3 дополнительных материалов). Наконец, третий этап наблюдается при $t \approx 108$–126 фс, когда отраженный импульс возвращается к фольге: фотоны рождаются вблизи ее исходного положения и также летят вперед. На рисунке 4 приведены характеристики излучения второго этапа.

Число фотонов второго этапа с энергией выше 10 кэВ (рис. 4a) практически не зависит от параметров фольги во всей области прозрачности $l < l^*$ и составляет $(1.6$–$1.9) \cdot 10^{10}$ за выстрел, а при $l > l^*$ быстро спадает. По-видимому, мягкая часть спектра формируется многочисленными электронами с относительно малой энергией, которые присутствуют при любых параметрах просветляющейся фольги. Число фотонов с энергией выше 100 кэВ (рис. 4b),

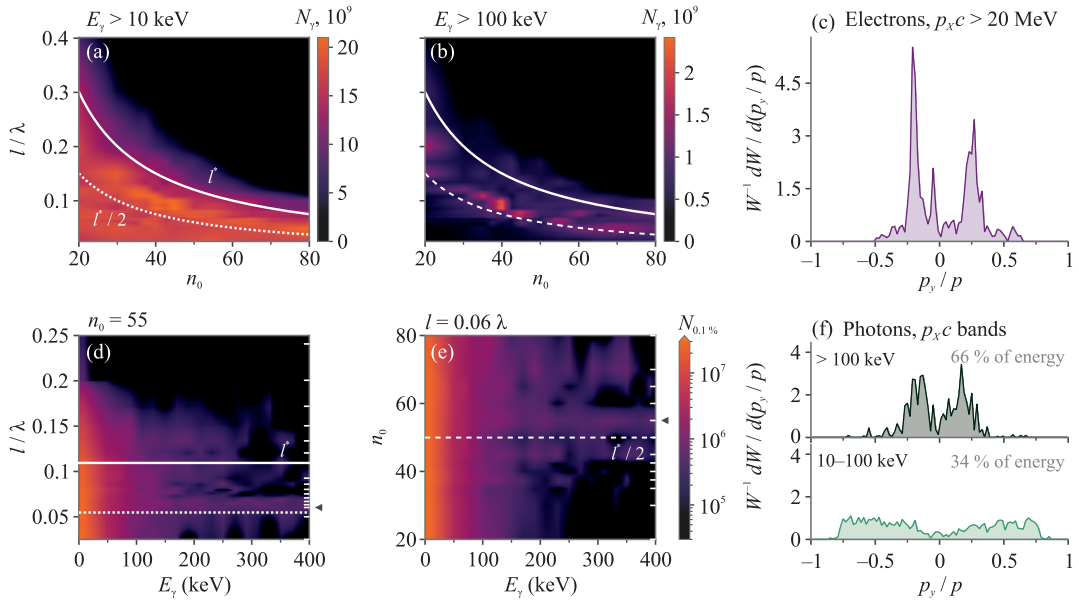


Рис. 4. (Цветной онлайн) Фотоны, рожденные при столкновении электронов с отраженным от зеркала импульсом и летящие вперед (прирост между $t = 78$ и 96 фс). (a), (b) – Число фотонов N_γ с энергией выше 10 и 100 кэВ на плоскости параметров фольги (n_0, l). (d), (e) – Спектры фотонов на 0.1 % полосы в зависимости от толщины фольги при $n_0 = 55$ и от n_0 при $l = 0.06\lambda$; штрихами справа отмечены расчеты, треугольниками – значения $l = 0.06\lambda$ и $n_0 = 55$. Сплошные линии – $l = l^*$ (1), штриховые – $l = l^*/2$. (c), (f) – Нормированные на единицу распределения энергии по $p_y/p = \sin\vartheta$ в плоскости расчета при $n_0 = 55$, $l = 0.06\lambda$: (c) – электронов с $p_x c > 20$ МэВ ($t = 78$ фс); (f) – фотонов в двух интервалах $p_x c$, справа указана доля энергии фотонов в интервале. На панелях (a), (b), (d), (e) – линейная интерполяция между расчетами, размер по третьей координате принят равным 5 мкм; число фотонов оценено по распределению энергии излучения

напротив, повторяет распределение высокоэнергичных электронов (рис. 3): оно максимально в полосе $l \approx (0.5\text{–}0.7)\, l^*$, где достигает $(1.5\text{–}2.4) \cdot 10^9$, тогда как вне ее составляет $(0.4\text{–}0.9) \cdot 10^9$.

Как и спектр электронов, спектр фотонов второго этапа (рис. 4d, e) является широким и монотонно спадает с ростом энергии фотонов: спектральный выход уменьшается от $1.5 \cdot 10^7$ фотонов/0.1 % полосы при 10 кэВ до $2 \cdot 10^6$ при 100 кэВ и $3 \cdot 10^5$ при 250 кэВ. Жесткая часть спектра чувствительна к ним так же, как энергия отсечки электронов (дополнительные материалы, рис. S2): при $n_0 = 55$ выход фотонов с энергией около 300 кэВ максимален при $l = (0.06\text{–}0.067)\lambda$ и в несколько раз меньше при других толщинах, а при $l = 0.06\lambda$ он максимален при $n_0 = 45$, 55 и 70.

Полный выход источника складывается из излучения всех трех этапов. Для пересчета результатов двумерного расчета в полное число фотонов эффективный размер по третьей координате принят равным диаметру лазерного пучка, 5 мкм. Тогда за один выстрел в направлении распространения импульса излучается от $\approx 5 \cdot 10^7$ фотонов/0.1 % полосы при 10 кэВ до $\approx 2 \cdot 10^6$ при 250 кэВ. В пересчете на джоуль энергии лазерного импульса это означает спектральный выход до 10^7 фотонов/(0.1 % полосы $\cdot$ Дж). Отметим, что область излучения жестких фотонов уже лазерного пятна: ее эффективный поперечный размер уменьшается от ≈ 5 мкм для фотонов с энергией около 10 кэВ до ≈ 2.5 мкм для фотонов с энергией около 100 кэВ. Поэтому для жесткой части спектра приведенные значения являются оценкой сверху и могут быть завышены примерно вдвое. Полное число летящих вперед фотонов в диапазоне 10–250 кэВ составило $\approx 7 \cdot 10^{10}$ за выстрел, а их полная энергия – ≈ 0.4 мДж, т.е. коэффициент преобразования энергии лазера в рентгеновское излучение равняется $\eta \approx 10^{-4}$. Отметим, что широкий спектр излучения связан в первую очередь с широким спектром электронов, поскольку $\omega_c \propto \gamma^2$. Ранее в газоструйных схемах было показано, что взаимодействие с квазимоноэнергетическими пучками электронов приводит к сужению и спектра фотонов [15, 49, 50]. Задача получения квазимоноэнергетических пучков электронов в рассматриваемой нами схеме, однако, остается открытой.

Другой особенностью исследуемого источника является сильная зависимость углового распределения

излучения от энергии фотонов (рис. 4c, f). Жесткие фотоны с $p_x c > 100$ кэВ, на которые приходится две трети энергии излучения второго этапа, повторяют двухлепестковое распределение электронов по p_y/p, и 80 % их энергии излучается при $|p_y/p| < 0.25$, тогда как более мягкие фотоны распределены почти однородно вплоть до $|p_y/p| \approx 0.7$ ($\vartheta \approx 45°$). Это следствие вигглерного режима: излучение испускается под углами в пределах K/γ в плоскости поляризации [6], поэтому наиболее жесткие фотоны, излучаемые самыми энергичными электронами, сосредоточены в малом угле, а мягкие – в существенно большем (подробнее см. дополнительный материал).

Размер источника для излучения второго этапа задается поперечным размером излучающей части электронов в момент столкновения, ≈ 3 мкм, а длительность вспышки – ее длиной, т.е. $\tau \approx 5$–10 фс, поскольку фотоны излучаются вперед и движутся вместе с электронами. При оценке телесного угла $\Delta\Omega$, в который испускается излучение, необходимо учесть, что оно не обладает осевой симметрией: электроны колеблются в плоскости поляризации, и фотоны испускаются в веер, вытянутый вдоль нее, а распределения на рис. 4f представляют собой его проекцию на плоскость расчета. Оценка протяженности и толщины веера (дополнительные материалы) дает телесный угол, содержащий 80 % энергии излучения, от ≈ 1.2 ср для фотонов с энергией 10–100 кэВ до ≈ 0.13 ср для фотонов с энергией выше 100 кэВ. Отсюда оценка пиковой яркости $B = N_{0.1\%}/(\tau A\,\Delta\Omega)$ при $\tau = 10$ фс, $A = (3\text{ мкм})^2$ и приведенном выше спектральном выходе второго этапа дает $\approx 10^{20}$ фотонов/(с $\cdot$ мм^2 $\cdot$ мрад^2 $\cdot$ 0.1 %) при энергии фотонов 15–100 кэВ и $\approx 2 \cdot 10^{19}$ при 250 кэВ. Таким образом, яркость сравнима с яркостью газоструйных зеркальных источников при близких энергиях фотонов [13] и примерно на порядок ниже квазимонохроматического МэВ-источника [15].

5. Обсуждение и заключение. Главным преимуществом предлагаемой схемы является высокий удельный спектральный выход фотонов в диапазоне 10–250 кэВ. Для структурно идентичной газоструйной схемы с плазменным зеркалом он составляет $(2-4) \cdot 10^4$ фотонов на 0.1 % полосы на джоуль при 50–200 кэВ [13], т.е. на 1–2 порядка меньше. Бетатронные источники дают 10^5-10^6 фотонов на 0.1 % полосы за выстрел [6, 1], или 10^4-10^5 на джоуль при энергии импульса 1–15 Дж, а лучшие недавние эксперименты – $4 \cdot 10^5$ при 5 кэВ [8] и $\approx 2 \cdot 10^6$ при 10–20 кэВ (наша оценка по приведенным в [9] осевому потоку $7 \cdot 10^4$ фотонов/(мрад^2 $\cdot$ 0.1 %), расходимости 17×16 мрад и энергии импульса 10.5 Дж). Предложенная схема превосходит их примерно на порядок при 15 кэВ и существенно больше при 100 кэВ, где спектр бетатронного излучения с критической энергией ≈ 20 кэВ экспоненциально спадает.

Ближе всего к предложенной схеме по выходу источники на мишенях околокритической плотности. Бетатронное излучение в пене при энергии импульса 60–80 Дж содержит $\sim 3 \cdot 10^{11}$ фотонов выше 5 кэВ [18], но его спектр существенно мягче, а коэффициент преобразования составляет $\sim 10^{-5}$. В расчетах режима релятивистского самозахвата импульса мощностью 135 ТВт получено $3 \cdot 10^{10}$ фотонов выше 10 кэВ [19], что близко к нашему значению. В эксперименте [30] спектральная интенсивность составила $\approx 4 \cdot 10^6$ фотонов/(ср $\cdot$ 0.1 %$\cdot$Дж) при 15 и 100 кэВ, а в нашем расчете с учетом телесного угла излучения всех трех этапов (≈ 1 ср выше 10 кэВ и ≈ 0.4 ср выше 100 кэВ) – $\approx 10^7$ и $\approx 5 \cdot 10^6$ соответственно. Таким образом, удельный выход схемы находится на уровне лучших результатов для околокритических мишеней при впятеро меньшей энергии импульса и длине взаимодействия менее 10 мкм вместо 40–80 мкм, хотя по коэффициенту преобразования (10^{-4} против 10^{-3}) она уступает схеме [30], спектр которой простирается до МэВ.

При этом выигрыш по спектральному выходу не переносится на пиковую яркость: источник излучает в телесный угол, примерно на три порядка больший, чем, например, $\sim 1°$-конус в [13], поэтому сравнение наиболее осмысленно для приложений, собирающих большой телесный угол, – контактной и проекционной радиографии, фазово-контрастной визуализации сантиметровых объектов при малом расстоянии до источника. За один выстрел лазера с энергией 5 Дж источник дает $\approx 7 \cdot 10^{10}$ фотонов с энергией 10–250 кэВ в телесный угол ≈ 1 ср, т.е. на расстоянии 30 см $\sim 10^4$ фотонов на элемент детектора 100×100 мкм^2, что достаточно для однокадровой радиографии. Компактный комптоновский источник на основе накопительного кольца MuCLS дает $\approx 10^{10}$ фотонов/с при 15–35 кэВ в полосе 3–4 % при размере источника ≈ 40 мкм [51], предложенный же источник дает в том же диапазоне $\sim (2$–$3) \cdot 10^{10}$ фотонов за вспышку длительностью ~ 10 фс при размере источника в несколько микрон. Поэтому при частоте повторения лазерных импульсов ~ 1 Гц полный поток фотонов сопоставим с MuCLS, хотя спектральная плотность потока примерно на порядок ниже, а основной нишей источника являются однокадровая радиография и фазово-контрастная визуализация быстропротекающих процессов. Здесь же отметим, что оценка получена в двумерной геомет-

рии, и абсолютные числа зависят от принятой эффективной протяженности вдоль третьей оси, которая, впрочем, фиксирована энергией импульса, поэтому сопоставление результатов расчета с экспериментальными данными носит оценочный характер.

Оба ограничения – широкий спектр и большой угол расходимости – являются свойствами электронного источника, а не геометрии рассеяния. Сужение спектра требует управления фазой инжекции электронов, например, структурированием тыльной поверхности фольги или созданием продольного градиента плотности; расходимость же определяется поперечным импульсом электронов в поле волны, и ее уменьшение через $B \propto 1/\Delta\Omega$ повышало бы яркость эффективнее, чем рост числа фотонов. Уменьшение K на стадии рассеяния (ослабление или расфокусировка отраженного импульса) также сузит угловое распределение излучения к $1/\gamma$ ценой числа фотонов. Эти варианты в настоящей работе не исследовались.

С точки зрения эксперимента оптимальная мишень имеет пониженную относительно твердотельной плотность, но ее поверхностная плотность $N_e l \approx \approx 4 \cdot 10^{17}\,\text{см}^{-2}$ равна поверхностной плотности полностью ионизованной углеродной фольги толщиной ≈ 6 нм. Самонесущие алмазоподобные пленки тоньше 5 нм уже использовались в экспериментах по лазерному ускорению ионов [52], и требуется лишь расширить такую пленку примерно на порядок по толщине при сохранении поверхностной плотности, что в принципе достижимо контролируемым предымпульсом [53]. Альтернативой могут являться пены из углеродных нанотрубок нужной плотности [54, 55], уже применявшиеся в экспериментах по генерации электронов и гамма-излучения [30, 56].

Таким образом, в данной работе предложен и исследован численно одноимпульсный источник ОКР, в котором газоструйный источник электронов заменен твердотельной фольгой, просветляющейся под действием импульса. Показано, что при $I \approx 10^{21}\,\text{Вт/см}^2$ оптимальные параметры фольги составляют $n_0 = 45$–55 и $l \approx l^*/2$, при которых фольга инжектирует электроны в область максимума поля прошедшего импульса, где они ускоряются полем волны до энергий порядка 100 МэВ. Источник дает до 10^7 фотонов на 0.1 % полосы на один джоуль энергии лазерного импульса в диапазоне около 10 кэВ и до $4 \cdot 10^5$ в диапазоне 250 кэВ. Коэффициент преобразования энергии лазерного излучения в диапазон 10–250 кэВ при этом составляет $\approx 10^{-4}$, а пиковая яркость достигает $\sim 10^{20}$фотонов/(с $\cdot$ мм$^2 \cdot$ мрад$^2 \cdot 0.1\,\%$). По удельному спектральному выходу источник примерно на порядок превосходит лучшие бетатронные источники на газовых мишенях и сопоставим с источниками на мишенях околокритической плотности. Схема не требует возможностей, выходящих за рамки уже продемонстрированных на существующих петаваттных установках, и представляется перспективным путем к более ярким компактным источникам жесткого рентгеновского излучения.

Финансирование работы. Работа поддержана грантом Российского научного фонда (проект 22-19-00371).

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. F. Albert and A. G. R. Thomas, "Applications of laser wakefield accelerator-based light sources", Plasma Phys. Control. Fusion **58**, 103001 (2016).
2. T. Tajima and J. M. Dawson, "Laser Electron Accelerator", Phys. Rev. Lett. **43**, 267 (1979).
3. E. Esarey, C. B. Schroeder, and W. P. Leemans, "Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators", Rev. Mod. Phys. **81**, 1229 (2009).
4. S. Kiselev, A. Pukhov, and I. Kostyukov, "X-ray generation in strongly nonlinear plasma waves", Phys. Rev. Lett. **93**, 135004 (2004).
5. A. Rousse, K. Ta Phuoc, R. Shah, A. Pukhov, E. Lefebvre, V. Malka, S. Kiselev, F. Burgy, J.-P. Rousseau, D. Umstadter, and D. Hulin, "Production of a keV X-Ray Beam from Synchrotron Radiation in Relativistic Laser-Plasma Interaction", Phys. Rev. Lett. **93**, 135005 (2004).
6. S. Corde, K. Ta Phuoc, G. Lambert, R. Fitour, V. Malka, A. Rousse, A. Beck, and E. Lefebvre, "Femtosecond x rays from laser-plasma accelerators", Rev. Mod. Phys. **85**, 1 (2013).
7. F. Albert, "Principles and applications of x-ray light sources driven by laser wakefield acceleration", Phys. Plasmas **30**, 050902 (2023).
8. B. Kettle, E. Gerstmayr, M. J. V. Streeter et al. (Collaboration), "Single-Shot Multi-keV X-Ray Absorption Spectroscopy Using an Ultrashort Laser-Wakefield Accelerator Source", Phys. Rev. Lett. **123**, 254801 (2019).
9. J. C. Wood, K. Põder, N. C. Lopes et al. (Collaboration), "High-Flux X-Ray Emission due to Injection into a Laser-Wakefield Accelerator beyond Its Depletion Length", Phys. Rev. Lett. **137**, 105001 (2026).
10. B. Guo, Y. Wan, S. Liu, X. Ning, J. Hua, and W. Lu, "Bright dual-pulse betatron X-ray generation from a laser wakefield accelerator", arXiv:2608.17555.
11. H. Schwoerer, B. Liesfeld, H.-P. Schlenvoigt, K.-U. Amthor, and R. Sauerbrey, "Thomson-Backscattered X

Rays From Laser-Accelerated Electrons", Phys. Rev. Lett. **96**, 014802 (2006).

12. S. Chen, N. Powers, I. Ghebregziabher, C. Maharjan, C. Liu, G. Golovin, S. Banerjee, J. Zhang, N. Cunningham, A. Moorti, S. Clarke, S. Pozzi, and D. Umstadter, "MeV-Energy X Rays from Inverse Compton Scattering with Laser-Wakefield Accelerated Electrons", Phys. Rev. Lett. **110**, 155003 (2013).
13. K. Ta Phuoc, S. Corde, C. Thaury, V. Malka, A. Tafzi, J. P. Goddet, R. C. Shah, S. Sebban, and A. Rousse, "All-optical Compton gamma-ray source", Nat. Photonics **6**, 308 (2012).
14. A. Döpp, E. Guillaume, C. Thaury, J. Gautier, A. Lifschitz, E. Conejero, C. Ruiz, V. Malka, A. Rousse, and K. Ta Phuoc, "Single Shot Radiography Using an All-optical Compton Backscattering Source", Phys. Procedia **77**, 9 (2015).
15. C. Yu, R. Qi, W. Wang et al. (Collaboration), "Ultrahigh brilliance quasi-monochromatic MeV γ-rays based on self-synchronized all-optical Compton scattering", Sci. Rep. **6**, 29518 (2016).
16. A. Matheron, J.-R. Marquès, V. Lelasseux et al. (Collaboration), "Compton photons at the GeV scale from self-aligned collisions with a plasma mirror", arXiv:2412.19337.
17. X. Hu, M. Zhu, P. Xie, B. Li, H. Zhai, B. Shi, H. Zeng, T. Wang, Y. Li, J. Wang, W. Yan, J. Feng, Y. Li, X. Lu, and L. Chen, "Enhanced inverse Compton scattering via spontaneous focusing induced by a coated plasma mirror", Nat. Photonics **20**, 1006 (2026).
18. J. Cikhardt, M. Gyrdymov, S. Zähter, P. Tavana, M. M. Günther, N. Bukharskii, N. Borisenko, J. Jacoby, X. F. Shen, A. Pukhov, N. E. Andreev, and O. N. Rosmej, "Characterization of bright betatron radiation generated by direct laser acceleration of electrons in plasma of near critical density", Matter Radiat. Extremes **9**, 027201 (2024).
19. M. G. Lobok, I. A. Andriyash, O. E. Vais, V. Malka, and V. Y. Bychenkov, "Bright synchrotron radiation from relativistic self-trapping of a short laser pulse in near-critical density plasma", Phys. Rev. E **104**, L053201 (2021).
20. N. A. Mikheytsev and A. V. Korzhimanov, "Generation of synchronized x-rays and mid-infrared pulses by Doppler-shifting of relativistically intense radiation from near-critical-density plasmas", Matter Radiat. Extremes **8**, 024001 (2023).
21. E. N. Nerush, I. Y. Kostyukov, L. Ji, and A. Pukhov, "Gamma-ray generation in ultrahigh-intensity laser-foil interactions", Phys. Plasmas **21**, 013109 (2014).
22. J. Vyskočil, E. Gelfer, and O. Klimo, "Inverse Compton scattering from solid targets irradiated by ultra-short laser pulses in the 10^{22}–10^{23} W/cm^2 regime", Plasma Phys. Control. Fusion **62**, 064002 (2020).
23. T. Huang, C. M. Kim, C. Zhou, M. H. Cho, K. Nakajima, C. M. Ryu, S. Ruan, and C. H. Nam, "Highly efficient laser-driven Compton gamma-ray source", New J. Phys. **21**, 013008 (2019).
24. J. Liu, J. Yu, Y. Shou, D. Wang, R. Hu, Y. Tang, P. Wang, Z. Cao, Z. Mei, C. Lin, H. Lu, Y. Zhao, K. Zhu, X. Yan, and W. Ma, "Generation of bright γ-ray/hard x-ray flash with intense femtosecond pulses and double-layer targets", Phys. Plasmas **26**, 033109 (2019).
25. M. Jirka, O. Klimo, Y.-J. Gu, and S. Weber, "Enhanced photon emission from a double-layer target at moderate laser intensities", Sci. Rep. **10**, 8887 (2020).
26. T. Y. Long, C. T. Zhou, T. W. Huang, K. Jiang, L. B. Ju, H. Zhang, T. X. Cai, M. Y. Yu, B. Qiao, S. C. Ruan, and X. T. He, "All-optical generation of petawatt gamma radiation via inverse Compton scattering from laser interaction with tube target", Plasma Phys. Control. Fusion **61**, 085002 (2019).
27. L. L. Ji, J. Snyder, and B. F. Shen, "Single-pulse laser-electron collision within a micro-channel plasma target", Plasma Phys. Control. Fusion **61**, 065019 (2019).
28. R. Babjak and M. Vranic, "Single-laser scheme for reaching strong field QED regime via direct laser acceleration", arXiv:2601.15181.
29. Y.-j. Gu, M. Jirka, O. Klimo, and S. Weber, "Gamma photons and electron-positron pairs from ultra-intense laser-matter interaction: A comparative study of proposed configurations", Matter Radiat. Extremes **4**, 064403 (2019).
30. Y. Shou, P. Wang, S. G. Lee et al. (Collaboration), "Brilliant femtosecond-laser-driven hard X-ray flashes from carbon nanotube plasma", Nat. Photonics **17**, 137 (2023).
31. V. A. Vshivkov, N. M. Naumova, F. Pegoraro, and S. V. Bulanov, "Nonlinear electrodynamics of the interaction of ultra-intense laser pulses with a thin foil", Phys. Plasmas **5**, 2727 (1998).
32. А. В. Коржиманов, В. И. Еремин, А. В. Ким, М. Р. Тушенцов, "О взаимодействии релятивистски сильных электромагнитных волн со слоем закритической плазмы", ЖЭТФ **132**, 771 (2007) [A. V. Korzhimanov, V. I. Eremin, A. V. Kim, and M. R. Tushentsov, 'Interaction of relativistically strong electromagnetic waves with a layer of overdense plasma", JETP **105**, 675 (2007)].
33. А. В. Коржиманов, А. А. Гоносков, А. В. Ким, А. М. Сергеев, "Об ускорении протонов и легких ионов до энергий ГэВ при взаимодействии сверхсильного лазерного излучения со структурированной плазменной мишенью", Письма в ЖЭТФ **86**, 662 (2007) [A. V. Korzhimanov, A. A. Gonoskov, A. V. Kim, and A. M. Sergeev, "Proton and light-ion acceleration to relativistic GeV energies by the superstrong laser radiation interacting with a structured plasma target", JETP Lett. **86**, 577 (2007)].

34. A. A. Gonoskov, A. V. Korzhimanov, V. I. Eremin, A. V. Kim, and A. M.Sergeev, "Multicascade Proton Acceleration by a Superintense Laser Pulse in the Regime of Relativistically Induced Slab Transparency", Phys. Rev. Lett. **102**, 184801 (2009).
35. V. I. Eremin, A. V. Korzhimanov, and A. V. Kim, "Relativistic self-induced transparency effect during ultraintense laser interaction with overdense plasmas: Why it occurs and its use for ultrashort electron bunch generation", Phys. Plasmas **17**, 043102 (2010).
36. Н. А. Михейцев, А. В. Коржиманов, "Влияние конечности массы ионов на эффект релятивистской самоиндуцированной прозрачности плазменных слоев с резкой границей", Квантовая электроника **50**, 776 (2020) [N. A. Mikheitsev and A. V. Korzhimanov, "Effect of finite ion mass on relativistic self-induced transparency of plasma layers with a sharp boundary", Quantum Electronics **50**, 776 (2020)].
37. E. Siminos, M. Grech, S. Skupin, T. Schlegel, and V. T. Tikhonchuk, "Effect of electron heating on self-induced transparency in relativistic-intensity laser-plasma interactions", Phys. Rev. E **86**, 056404 (2012).
38. E. Siminos, M. Grech, B. Svedung Wettervik, and T. Fülöp, "Kinetic and finite ion mass effects on the transition to relativistic self-induced transparency in laser-driven ion acceleration", New J. Phys. **19**, 123042 (2017).
39. H. Y. Wang, C. Lin, Z. M. Sheng, B. Liu, S. Zhao, Z. Y. Guo, Y. R. Lu, X. T. He, J. E. Chen, and X. Q. Yan, "Laser Shaping of a Relativistic Intense, Short Gaussian Pulse by a Plasma Lens", Phys. Rev. Lett. **107**, 265002 (2011).
40. I. A. Surmin, S. I. Bastrakov, E. S. Efimenko, A. A. Gonoskov, A. V. Korzhimanov, and I. B. Meyerov, "Particle-in-Cell laser-plasma simulation on Xeon Phi coprocessors", Comput. Phys. Commun. **202**, 204 (2016).
41. A. Gonoskov, S. Bastrakov, E. Efimenko, A. Ilderton, M. Marklund, I. Meyerov, A. Muraviev, A. Sergeev, I. Surmin, and E. Wallin, "Extended particle-in-cell schemes for physics in ultrastrong laser fields: Review and developments", Phys. Rev. E **92**, 023305 (2015).
42. А. В. Коржиманов, А. А. Гоносков, Е. А. Хазанов, А. М. Сергеев, "Горизонты петаваттных лазерных комплексов", УФН **181**, 9 (2011) [A. V. Korzhimanov, A. A. Gonoskov, E. A. Khazanov, and A. M. Sergeev, "Horizons of petawatt laser technology", Phys.-Uspekhi **54**, 9 (2011)].
43. V. Ginzburg, I. Yakovlev, A. Kochetkov, A. Kuzmin, S. Mironov, I. Shaikin, A. Shaykin, and E. Khazanov, "11 fs, 1.5 PW laser with nonlinear pulse compression", Opt. Express **29**, 28297 (2021).
44. A. D. Sladkov and A. V. Korzhimanov, "Effect of a Femtosecond-Scale Temporal Structure of a Laser Driver on Generation of Betatron Radiation by Wakefield Accelerated Electrons", Photonics **10**, 108 (2023).
45. A. V. Korzhimanov, E. S. Efimenko, S. V. Golubev, and A. V. Kim, "Generating High-Energy Highly Charged Ion Beams from Petawatt-Class Laser Interactions with Compound Targets", Phys. Rev. Lett. **109**, 245008 (2012).
46. А. В. Коржиманов, Е. С. Ефименко, А. В. Ким, С. В. Голубев, "Генерация сверхмощным лазерным излучением пучков ускоренных многозарядных ионов с энергией порядка нескольких десятков МэВ/нуклон для задач ядерной физики", Квантовая электроника **43**, 217 (2013) [A. V. Korzhimanov, E. S. Efimenko, A. V. Kim, and S. V. Golubev, "Production of multiply charged ion beams with an energy of tens of MeV/nucleon by ultrahigh-power laser radiation for nuclear physics problems", Quantum Electronics **43**, 217 (2013)].
47. О. Е. Вайс, С. Г. Бочкарев, С. Тер-Аветисян, В. Ю. Быченков, "Об угловом распределении напрямую ускоренных электронов под действием мощного остросфокусированного лазерного импульса", Квантовая электроника **47**, 38 (2017) [O. E. Vais, S. G. Bochkarev, S. Ter-Avetisyan, and V. Yu. Bychenkov, "Angular distribution of electrons directly accelerated by an intense tightly focused laser pulse", Quantum Electronics **47**, 38 (2017)].
48. J. Braenzel, A. A. Andreev, F. Abicht, L. Ehrentraut, K. Platonov, and M. Schnürer, "Amplification of Relativistic Electron Bunches by Acceleration in Laser Fields", Phys. Rev. Lett. **118**, 014801 (2017).
49. S. G. Rykovanov, C. G. R. Geddes, J.-L. Vay, C. B. Schroeder, E. Esarey, and W. P. Leemans, "Quasi-monoenergetic femtosecond photon sources from Thomson Scattering using laser plasma accelerators and plasma channels", J. Phys. B **47**, 234013 (2014).
50. K. Khrennikov, J. Wenz, A. Buck, J. Xu, M. Heigoldt, L. Veisz, and S. Karsch, "Tunable All-Optical Quasimonochromatic Thomson X-Ray Source in the Nonlinear Regime", Phys. Rev. Lett. **114**, 195003 (2015).
51. E. Eggl, M. Dierolf, K. Achterhold, C. Jud, B. Günther, E. Braig, B. Gleich, and F. Pfeiffer, "The Munich Compact Light Source: initial performance measures", J. Synchrotron Radiat. **23**, 1137 (2016).
52. W. Ma, V. Liechtenstein, J. Szerypo, D. Jung, P. Hilz, B. Hegelich, H. Maier, J. Schreiber, and D. Habs, "Preparation of self-supporting diamond-like carbon nanofoils with thickness less than 5 nm for laser-driven ion acceleration", Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **655**, 53 (2011).
53. A. Macchi, M. Borghesi, and M. Passoni, "Ion acceleration by superintense laser-plasma interaction", Rev. Mod. Phys. **85**, 751 (2013).

54. J. H. Bin, W. J. Ma, H. Y. Wang, M. J. V. Streeter, C. Kreuzer, D. Kiefer, M. Yeung, S. Cousens, P. S. Foster, B. Dromey, X. Q. Yan, R. Ramis, J. Meyer-ter-Vehn, M. Zepf, and J. Schreiber, "Ion Acceleration Using Relativistic Pulse Shaping in Near-Critical-Density Plasmas", Phys. Rev. Lett. **115**, 064801 (2015).
55. P. Wang, G. Qi, Z. Pan, D. Kong, Y. Shou, J. Liu, Z. Cao, Z. Mei, S. Xu, Z. Liu, S. Chen, Y. Gao, J. Zhao, and W. Ma, "Fabrication of large-area uniform carbon nanotube foams as near-critical-density targets for laser–plasma experiments", High Power Laser Sci. Eng. **9**, e29 (2021).
56. O. N. Rosmej, N. E. Andreev, S. Zaehter, N. Zahn, P. Christ, B. Borm, T. Radon, A. Sokolov, L. P. Pugachev, D. Khaghani, F. Horst, N. G. Borisenko, G. Sklizkov, and V. G. Pimenov, "Interaction of relativistically intense laser pulses with long-scale near critical plasmas for optimization of laser based sources of MeV electrons and gamma-rays", New J. Phys. **21**, 043044 (2019).