Письма в ЖЭТФ, том 114, вып. 4, с. 233 – 241

Электронный нагрев кластерной плазмы ультракоротким лазерным импульсом

Д. А. Гожев[+], *С. Г. Бочкарев*[+*1)], *В. Ю. Быченков*[+*]

[+]*Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия*

[*]*Центр фундаментальных и прикладных исследований, Федеральное государственное унитарное предприятие "Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова", Росатом, 127055 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 3 июня 2021 г.
После переработки 6 июля 2021 г.
Принята к публикации 15 июля 2021 г.

Исследовано взаимодействие экстремально короткого (~ 10 фс) лазерного импульса релятивистской интенсивности ($\gtrsim 10^{18}$ Вт/см^2) с кластерной средой, характеризуемой случайным распределением больших, суб-микронного размера, кластеров из тяжелых атомов. Найдены условия согласования параметров кластерной среды и лазерного импульса, при которых для заданной энергии лазера выход горячих электронов оказывается максимальным. Стохастическая динамика лазерно-нагретых электронов в кулоновских полях кластеров после прохождения импульса определяет формирование плато с признаками квази-моноэнергетичности в энергетическом спектре электронов в области энергий порядка пондеромоторной, что важно для генерации вторичного электромагнитного излучения.

DOI: 10.31857/S1234567821160060

Лазерное ускорение заряженных частиц и генерация вторичного электромагнитного излучения (ЭМИ) являются предметом пристального внимания фундаментальных исследований и возможных применений в ядерной физике [1, 2], в области ЛТС (лазерного термоядерного синтеза) [3, 4], радиографии [5], радиационной медицине [6, 7] и ядерной фармакологии [8], а также представляет интерес для лабораторной астрофизики и физики экстремального состояния вещества [9]. Активно ведется поиск оптимальных схем ускорения заряженных частиц для целей повышения их энергии и управления характеристиками вторичного излучения, в том числе и с применением микроструктурированных мишеней, "мишеней ограниченной массы", кластеров, а также пылевой плазмы [10–19].

Поглощение лазерной энергии в кластерной плазме может быть намного более эффективным, чем поглощение энергии при взаимодействии с твердотельными или газовыми мишенями, поскольку кластерная среда обладает, с одной стороны, хорошей прозрачностью, с другой – высокой средней плотностью частиц. Уже признается, что выход жесткого рентгеновского излучения [18] и гамма-излучения [17, 20, 21] может быть повышен при кластеризации газовой среды. Типично размер кластеров намного меньше длины волны света, что характеризует среду как наноструктурированную. Однако в настоящее время для экспериментов доступны большие кластеры из тяжелых элементов (например, Xe) [22, 23], и микрокапли, включая дейтерий-содержащие (для генерации нейтронов) [16, 24] – структуры субмикронного масштаба, получаемые при сверхзвуковом разлете мини-струй в вакуум. Современные технологии также позволяют получать металлические субмикронные образования, своего рода сверхмелкодисперсную пылевую среду в сильно разреженном газе (вакууме) с помощью разных подходов, в том числе с помощью специальных генераторов [25, 26], электрического взрывного распыления суб-микронной металлической пыли (золото, серебро) [27]. Лазерное облучение таких кластеров открывает новые возможности для приложений, включая аномально высокий нагрев электронов [13]; генерацию пучков протонов (дейтронов), набирающих высокую энергию в результате кулоновского взрыва; генерацию нейтронов [16], а также для создания яркого контрастного источника рентгеновского излучения [13, 28]. Соответствующие целенаправленные эксперименты требуют полного понимания, какие размеры кластеров и средняя плотность среды могут обеспечить наиболее эффективное взаимодействие с лазерным импульсом, что пока недостаточно хорошо исследовано. Важный шаг в этом направле-

1)e-mail: bochkarevsg@lebedev.ru

нии делается в данной статье в рамках решения фундаментальной задачи создания оптимального источника высокоэнергетичных электронов, который для заданной мощности лазерного импульса мог бы обеспечить максимальный выход горячих частиц и вторичного ЭМИ, от ТГц до рентгеновского диапазона.

Здесь изучаются особенности лазер-кластерного взаимодействия в случае очень коротких лазерных импульсов и достаточно крупных кластеров из тяжелых атомов, когда они не успевают разрушиться в течение импульса. И то и другое находится в русле современных лазерных и нанокластерных технологий. Так, для лазеров высоких энергий (мульти-Дж) современные достижения в так называемой посткомпрессии импульсов демонстрируют их укорочение до длительностей порядка 10 фс при ПВт уровне мощности [29], а для лазеров невысокой энергии (до сотни мДж) достигнуты достаточно высокие частоты следования импульсов (сотни Гц) [16], допускающие высокое вложение энергии за ограниченное время. С другой стороны, получение кластеров размером в сотни нанометров уже стало рутинной процедурой. Такие технологии получения ультракоротких лазерных импульсов и крупных кластеров (капель) сулят продвижение в создании практически интересных компактных источников вторичного излучения на основе эффективного ускорения и нагрева электронов, хотя пока без полноценного обоснования. Ниже на основе теоретических оценок и трехмерного численного моделирования найдено условие согласования лазер-кластерных параметров, позволяющее максимизировать выход горячих электронов требуемой энергии при облучении ансамбля микрокластеров ультракоротким лазерным импульсом.

Проведение “в лоб” трехмерного кинетического моделирования кластерной плазмы в пространственных масштабах, представляющих практический интерес, либо невозможно, либо неимоверно ресурсозатратно, что требует физически оправданной и в то же время реалистичной по ресурсам модели. Поэтому мы проводили расчет в небольшой (относительно нагреваемого лазером фокального объема) области кластерной среды. В этом случае лазерное поле допускает моделирование в плоско-волновом приближении. В поперечных направлениях рассматриваемой области со случайно расположенными кластерами применимы периодические граничные условия, как для электромагнитных полей, так и для частиц. В продольном направлении для ЭМ полей использовалось условие впуска-выпуска, а для частиц – условие поглощения. Хотя электроны, вылетающие в продольном направлении, в принципе, заряжают область моделирования, их число не превышало 10 %, что позволяло пренебречь этим эффектом. Естественно, в расчетах это контролировалось.

Чтобы оптимизировать лазер-кластерное взаимодействие, необходимо согласовать параметры лазерного импульса и параметры кластерной среды. Для эффективного нагрева кластерного газа в фокальном объеме (чтобы обеспечивать максимально возможное число нагреваемых электронов) требуется как достаточно высокая средняя плотность среды (порядка критической плотности), так и хорошее проникновение в нее светового импульса, т.е. среднее расстояние между центрами кластеров, s, и диаметр кластеров, d, должны удовлетворять условиям:

$$s - d \sim \lambda, \quad d \ll \lambda - d, \tag{1}$$

где λ – длина волны излучения. С другой стороны, диаметр кластера не должен быть слишком малым, чтобы обеспечивать максимально возможное число нагреваемых электронов, которое пропорционально числу взаимодействующих с лазером частиц, т.е. объему скин-слоя кластера, $\propto d^2$. Эффективность генерации горячих электронов будем определять путем максимизации числа горячих электронов (ΔN_{e}) в нагреваемом лазером фокальном объеме (с фиксированной энергией лазера $W \approx cE_{\mathrm{L}}^2 S\tau/8\pi$). Здесь $S = \pi D^2/4$ – площадь лазерного пятна, D – его диаметр, τ – длительность импульса, E_{L} – амплитуда поля волны. Горячими (или суперпондеромоторными) электронами будем называть электроны, которые нагреты/ускоренны до энергии порядка или выше пондеромоторной энергии (температуры) $T_{\mathrm{pnd}} = m_e c^2\left(\sqrt{1+a^2/2} - 1\right)$. Число таких электронов в кластере определяется глубиной нелинейного скин-слоя [30–32]: $l_{\mathrm{NS}} = \lambda n_{\mathrm{c}} a/(\pi\sqrt{2}n_{\mathrm{e}})$, отвечающей учету баланса сил, действующих на вырываемые электроны,

$$E_{\mathrm{C}} \approx E_{\mathrm{L}}. \tag{2}$$

Здесь n_{e} – плотность электронов кластера, $n_{\mathrm{c}} = m_e\omega^2/(4\pi e^2)$, m_e и e – критическая плотность, масса и заряд электрона, ω – частота лазера, c – скорость света, $a = eE_{\mathrm{L}}/(m_e c\omega) = 0.85 \cdot 10^{-9}(I_{\mathrm{L}}\lambda_\mu^2)^{1/2}$ – стандартная безразмерная амплитуда релятивистски интенсивной лазерной волны, $a \gtrsim 1$, I_{L} – интенсивность в Вт/см^2, λ_μ – длина волны в мкм, E_{C} – напряженность кулоновского поля на поверхности кластера. Тогда максимальное число горячих электронов можно оценить следующим образом:

$$\Delta N_{\mathrm{e}} \approx \pi d^2 l_{\mathrm{NS}} n_{\mathrm{e}} N_{\mathrm{cl}} \approx \frac{W}{m_{\mathrm{e}}c^2} d^2 L n_{\mathrm{cl}} \frac{\lambda}{c\tau}\frac{\sqrt{2}}{a}, \tag{3}$$

где $N_{\rm cl}$ и $n_{\rm cl}$ – число и плотность кластеров в фокальном объеме (т.е. в области объемом $V = SL$), L – характерная длина нагреваемой области (длина взаимодействия), которая определяется истощением импульса [33]:

$$L \sim c\tau a n_c/(4\bar{n}_{\rm e}) \approx c\tau s^3/(3\lambda d^2). \qquad (4)$$

Здесь $\bar{n}_{\rm e} = \pi d^2 l_{\rm NS} n_{\rm e} n_{\rm cl}$ – средняя электронная плотность межкластерной плазмы. При фиксированной энергии лазера

$$\Delta N_{\rm e} \approx \frac{\sqrt{2}}{3a}\frac{W}{m_{\rm e}c^2} \propto 1/a. \qquad (5)$$

В последних двух соотношениях было учтено, что $n_{\rm cl} \approx 1/s^3$, т.е. оптимально плотное заполнение среды кластерами, а значит $d^2 L n_{\rm cl} \approx c\tau/(3\lambda)$. Соответственно, число нагреваемых частиц снижается при увеличении интенсивности лазерного импульса корневым образом, $\Delta N_{\rm e} \propto 1/\sqrt{I_{\rm L}}$. Наиболее естественным ограничением длины взаимодействия L могла бы являться стандартная длина ослабления света в результате рассеяния Ми на микрокластерах, $\approx (n_{\rm cl}\sigma_{\rm Mie})^{-1}$, где $\sigma_{\rm Mie} = \sigma_{\rm Mie}(d, \lambda)$ – сечение рассеяния Ми на сферической микрочастице. Такое ограничение имеет место в случае слабых лазерных импульсов. Однако для рассматриваемых параметров лазер-плазменного взаимодействия длина истощения релятивистски интенсивного лазерного импульса, в силу достаточно высокой электронной плотности образующейся плазмы, оказывается короче – примерно в два раза меньше (см. ниже) длины ослабления в результате рассеяния Ми. Дело в том, что сказываются значительные пондеромоторные потери энергии импульса (из-за так называемого эффекта "snow plow" [33]). По этой причине в оценке фокального объема следует использовать именно оценку (4).

Другой важной характеристикой источника является коэффициент конверсии в энергию горячих электронов – отношение энергосодержания горячих частиц ($\Delta E_{\rm e}$) в нагреваемом лазером фокальном объеме к энергии лазера W:

$$\frac{\Delta E_{\rm e}}{W} \approx \frac{1}{3}\left((1 + 2/a^2)^{1/2} - \sqrt{2}/a\right) \lesssim 1. \qquad (6)$$

Здесь энергосодержание горячих электронов определено как суммарная энергия частиц, вырванных из скин-слоя с энергией порядка пондеромоторной, $\Delta E_{\rm e} = \Delta N_{\rm e} T_{\rm pnd} \approx \pi d^2 n_{\rm e} N_{\rm cl} T_{\rm pnd} l_{\rm NS}$. Так как $1/3 < \left((1 + 2/a^2)^{1/2} - \sqrt{2}/a\right) \lesssim 1$ для рассматриваемых интенсивностей ($a \gtrsim 1$), то полученный коэффициент конверсии в самом деле демонстрирует эффективное преобразование энергии лазера в горячие электроны, $\Delta E_{\rm e}/W \lesssim 1$. Можно заметить слабый плавный рост и насыщение $\Delta E_{\rm e}/W$ при увеличении a. Конверсия лазерной энергии в энергию электронов $\Delta E_{\rm e}/W$ согласно (6) увеличивается с 10 до 30 % при изменении a от 1 до 10, а затем практически не меняется. Таким образом, из-за практически отсутствующей зависимости оптимального коэффициента трансформации от лазерной интенсивности (слабой зависимости $\Delta E_{\rm e}/W$ от a) и $\Delta N_{\rm e} \propto 1/a$, согласно (3), можно получать либо большее число частиц с меньшей энергией при $a \gtrsim 1$, либо меньшее число частиц, но с большей энергией при $a > 1$. В целом следует, что оптимальный режим нагрева отвечает оптимальной плотности кластеров $n_{\rm cl} \approx 1/s^3 \sim 1/\lambda^3$ и условию $a \gtrsim 1$. При энергии лазера $W \approx I_0\tau\pi D_0^2/4 \approx 300$ мДж, ожидается выход горячих электронов $\Delta N_{\rm e} \lesssim W/m_e c^2 \approx 4 \cdot 10^{12}$ с энергией свыше 100 кэВ для следующего набора параметров, отвечающих рассматриваемому ниже базовому случаю: интенсивности $I_0 = 2 \cdot 10^{18}$ Вт/см^2 ($a = 1.2$), длительности $\tau = 10$ фс и диаметру фокального пятна $D_0 \approx 45$ мкм по уровню интенсивности $1/e_{\rm N}$, где $e_{\rm N} \approx 2.71$. Как показывают результаты численного моделирования (см. ниже), уже такие простые рассуждения позволяют выбрать оптимальную плотность кластеров и качественно предсказать эффективность нагрева кластерной плазмы, хотя важные детали распределения нагретых электронов требуют численного исследования.

3D PIC моделирование воздействия сверхкороткого мощного лазерного импульса на кластерную среду было выполнено с помощью кода "частица-в-ячейке" (PIC) "Мандор" [34]. Был выбран следующий размер расчетной области: $[\Delta x \times \Delta y \times \Delta z] = [4.2\lambda \times 3.6\lambda \times 3.6\lambda]$, где $\lambda = 1$ мкм, а пространственное разрешение составляло $\lambda/600 \times \lambda/200 \times \lambda/200$ в направлениях x, y, z, соответственно. Качественная схема постановки численного моделирования дана на рис. 1. Линейно-поляризованный лазерный импульс распространяется в положительном направлении оси x и поляризован по оси y. Интенсивность лазерного излучения варьировалась в диапазоне $I_{\rm L} = (2 \div 34) \cdot 10^{18}$ Вт/см^2 ($a = 1.2 \div 5$), длительность $\tau = 10$ фс (FWHM). Время входа в расчетную область максимума импульса относительно начального момента времени ($t = 0$ фс) составляет $t_{\rm off} = 30$ фс. Время расчета составляло 100 фс. Лазерная волна на границе области задается в виде $E_y = E_{\rm L} g(t)$, здесь $g(t) = \exp(-(t - t_{\rm off})^2/\tau_*^2)$ – огибающая лазерной волны, $\tau_* = \tau/\sqrt{2\ln(2)}$, $c\tau < \Delta x$. В задаче рассматривались большие кластеры (суб-микронного размера) с

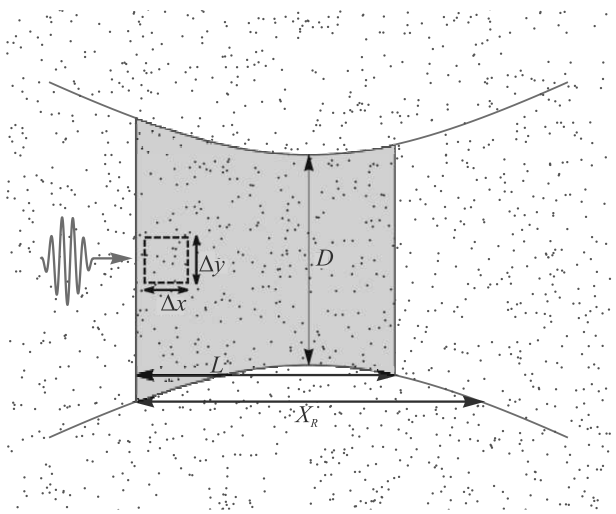

Рис. 1. (Цветной онлайн) Качественная иллюстрация постановки численного моделирования. Показано сечение, (XY), фокальной области лазер-плазменного взаимодействия (выделена розовым цветом), внутри которой схематично изображена расчетная область (внутри прямоугольника $\Delta x \times \Delta y$ – пунктир) и распространяющийся лазерный импульс. Здесь D – диаметр лазерного пятна, L – длина истощения импульса, $x_R = \pi D^2/\lambda$ – рэлеевская длина

диаметром, превосходящим глубину скин-слоя. Мишень представляла собой сферические микрокластеры диаметром $d = 0.2\lambda$ ($\lambda = 1$ мкм) и с электронной плотностью $n_{\mathrm{e}} = 200 n_{\mathrm{c}}$. В расчетах используются тяжелые многозарядные ионы, для определенности, золото ($M_{\mathrm{i}} \approx 197$ а.е.м.) с модельной плотностью $n_{\mathrm{i}} = n_{\mathrm{e}}/Z$, где $Z = 20$ – заряд иона (уровень ионизации), что позволяет проводить расчеты с приемлемым разрешением. Расположение отдельных кластеров (27 штук) выбиралось случайно, однако, среднее расстояние между центрами было одинаковым, $s = 1.2\lambda$. Используемая в работе модель среды из больших кластеров (субмикронной пудры) в вакууме или остаточном газе является стандартной (см., например, [20]). Ионы считаются подвижными, что позволяет описывать динамику плазмы на масштабе времени, заметно превосходящем длительность лазерного импульса. Моделирование продемонстрировало, что после вырывания электронов из скин-слоя кластеров, в их окрестности возникает сильное кулоновское поле, которое слабо экранировано и спадает немного быстрее, чем кулоновское поле заряда в вакууме, что качественно согласуется с решением уравнения Пуассона, описывающего распределения электростатического поля и потенциала для пробного кластера на фоне ансамбля микрокластеров (см. ниже). Характерное значение квазистационарного кулоновского поля в 3D PIC расчетах оказывается сопоставимым ($(2 \div 4) \cdot E_{\mathrm{L}}$) по порядку величины с полем лазерной волны (ср. (2)). Несмотря на то, что лазерный импульс достаточно быстро покидает область взаимодействия, электростатическое кулоновское поле вследствие медленного расширения кластера уменьшается достаточно долго и оказывает существенное влияние на пост-динамику лазерно-нагретых электронов. Так, через 40 фс после момента, когда пик лазерного импульса покидает область взаимодействия, максимальное значение квазистационарного кулоновского поля спадает примерно в 2 раза (для $a = 1.2$), что связано с медленным расширением ионного фронта, и становится примерно равным амплитуде поля лазерной волны. Характерные углы рассеяния электронов на заряженных кластерах, даже в течение времени взаимодействия с лазерным импульсом, оказываются большими (~ 1 рад), что не позволяет описывать коллективные эффекты рассеяния с помощью стандартной теории кулоновского рассеяния на малые углы (ср. [35]).

Рассмотрим теперь динамику энергетических распределений ускоренных электронов (см. рис. 2) для параметров лазера, отвечающих базовому

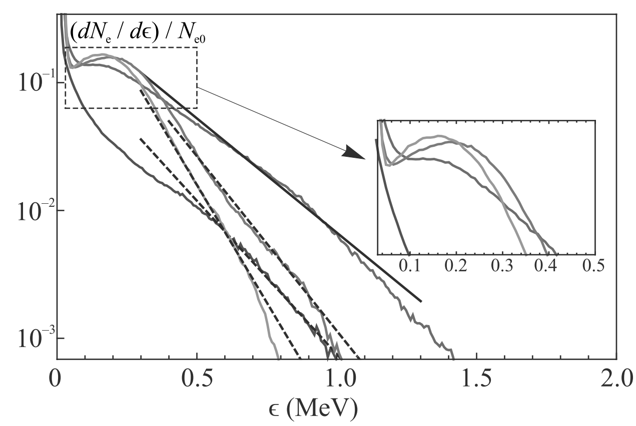

Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектры электронов на моменты времени $t = 30$ (синий), 40 (красный), 50 (зеленый), 80 (оранжевый) фс для $s = 1.2\lambda$, $d = 0.2\lambda$. На вставке показано формирование и развитие характерного плато с тенденцией квазимоноэнергетичности горячих электронов. Пунктирные линии демонстрируют экспоненциальное приближение ($dN_{\mathrm{e}}/d\epsilon \propto \exp(-\epsilon/T_{\mathrm{h}})$)

случаю ($a = 1.2$). К моменту входа максимума лазерного импульса в расчетную область ($t = 30$ фс) формируется монотонно-спадающий спектр (синяя кривая), однако со временем в спектре выделяется характерная область плато (хорошо видна на вставке). При этом, если незадолго до ухода импульса (красная кривая) распределение обогащено горячими (супер-пондеромоторными) электронами, температура которых ($T_{\rm h} \approx 240$ кэВ) несколько превосходит пондеромоторную температуру (160 кэВ), то чуть позднее происходит разлет плазмы, в результате падает как температура горячих электронов в спектре, так и максимальная энергия электронов. Характерное время ускорения ионов, за которое ускоряется незначительная часть горячих ионов в результате медленного расширения кластеров, составляет $\gtrsim 100$ фс.

Таким образом, после того, как лазерный импульс покидает расчетную область в энергетическом спектре электронов, происходит их перераспределение по энергии: уменьшается количество самых горячих электронов (уменьшение эффективной температуры высоко-энергетичных частиц); возрастает число умеренно-нагретых частиц, что характеризуется образованием плато в диапазоне энергий электронов, включая значения, превосходящие пондеромоторную энергию (супер-пондеромоторные электроны, $\epsilon > T_{\rm pnd}$). Плато сохраняется до окончания времени расчета (100 фс), оно будет исчезать на масштабе порядка времени обмена энергии горячих электронов с холодными. В целом такая релаксация электронного распределения имеет место для всех значений a из рассматриваемого диапазона, и выглядит как диффузия в пространстве энергии с формированием небольшой квазимоноэнергетичности электронов супер-пондеромоторных энергий.

Энергетическая ширина области плато из расчетов для разных a дана в табл. 1. Так, средняя энергия частиц из плато близка к температуре суперпондеромоторных электронов ($\epsilon_{\rm av} \gtrsim T_{\rm h}$). В процентном отношении число электронов из области плато составляет примерно от 50 % (для $a = 1.2$) до 35 % ($a = 5$) по отношению к числу горячих электронов с энергией выше $\epsilon_0 = 100$ кэВ.

Таблица 1. Зависимость характеристик ускоренных электронов от амплитуды поля (a) на момент времени $t = 60$ фс: ширина области плато ($\Delta\epsilon$) энергетического спектра (в МэВ), средняя энергия электронов ($\epsilon_{\rm av}$) из области плато (в МэВ), а также температура горячих (супер-пондеромоторных) электронов, $T_{\rm h}$ в МэВ, относительное число горячих электронов в расчетной области ($\Delta\widetilde{N}_{\rm e}/\widetilde{N}_{\rm e0}$) и в нагреваемом лазером фокальном объеме ($\Delta N_{\rm e}/N_{\rm e0}$) с энергией выше $\epsilon_0 = 100$ кэВ

a	$\Delta\epsilon$	$\epsilon_{\rm av}$	$T_{\rm h}$	$\Delta\widetilde{N}_{\rm e}/\widetilde{N}_{\rm e0}$	$\Delta N_{\rm e}/N_{\rm e0}$
1.2	0.26	0.17	0.14	0.06	0.06
2	0.68	0.50	0.22	0.11	0.04
3	1.63	1.02	0.30	0.16	0.03
4	3.00	1.80	0.39	0.23	0.02
5	4.32	2.60	0.53	0.29	0.02

При увеличении интенсивности лазерного импульса область плато расширяется, а его середина смещается в сторону бо́льших энергий (изменение энергетического спектра показано на рис. 3). Так при

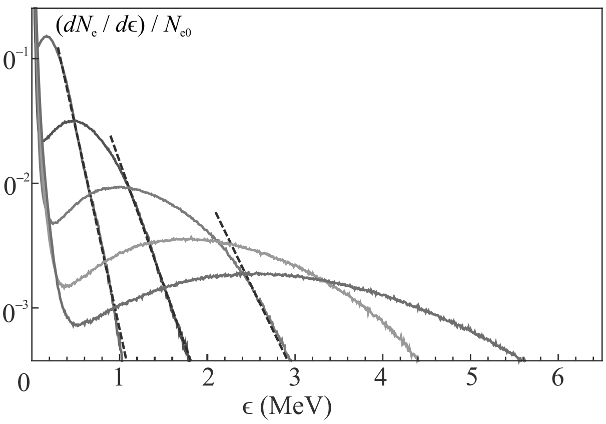

Рис. 3. (Цветной онлайн) Энергетические спектры ускоренных электронов в зависимости от амплитуды поля лазерного импульса (a) на момент времени $t = 60$ фс для $a = 1.2$ (красный), 2 (синий), 3 (зеленый), 4 (оранжевый), 5 (фиолетовый). Пунктирные линии демонстрируют экспоненциальное приближение ($dN_{\rm e}/d\epsilon \propto \exp(-\epsilon/T_{\rm h})$)

увеличении интенсивности в 6 раз ширина плато также увеличивается в 6 раз (от 260 до 1630 кэВ). При этом суммарная энергия электронов, запасенная в плато, от энергии всех электронов в нагреваемом лазером фокальном объеме возрастает с 30 до 76 % при переходе от $a = 1.2$ к $a = 5$. Обнаруженный нагрев кластерной плазмы, характеризуемый платообразным спектром электронов, безусловно, интересен с точки зрения перспективы получения значительного числа горячих электронов. Сам характер широкого распределения электронов с плато с шириной, заметно превосходящей пондеромоторную температуру ($T_{\rm pnd}$), указывает на то, что могут появиться новые возможности в создании рентгеновского источника с использованием кластерной мишени. Действительно, так как значительная доля электронов высоких энергий аккумулируется в области плато, то частицы из этого диапазона энергий будут вносить существенный вклад в жесткое излучение плазмы.

В расчетах была сопоставлена эффективность генерации горячих электронов в условиях заданной энергии лазерного импульса при увеличении его интенсивности. Так как площадь пятна уменьшается обратно пропорционально интенсивности, то число электронов ($N_{\rm e}(\epsilon_0)$) с энергией ϵ_0 в фокальном объеме $V = SL$ связано с числом электронов

($\widetilde{N}_{\rm e}(\epsilon_0)$) в расчетной области соотношением $N_{\rm e}(\epsilon_0) = \widetilde{N}_{\rm e}(\epsilon_0)V/(\Delta V)$, где $\Delta V = \Delta x\Delta y\Delta z$ – объем расчетной области. Полный выход горячих электронов и долю энергии горячих электронов к лазерной энергии можно оценить, считая, что энергия лазерного импульса падает примерно в $e_{\rm N}$ раз при прохождении расстояния L в кластерной среде, и зная коэффициент поглощения лазерной энергии в расчетной области (A). Таким образом, длина поглощения может быть оценена по формуле $L = -\Delta x/\ln(1-A) \approx \approx \Delta x/A \approx 40$ мкм, что близко к значению, рассчитанному по формуле (4). Здесь учтено, что для $a = 1.2$ PIC моделирование предсказывает значение коэффициента поглощения $A \approx 0.08$ (8 %). Эта величина слабо увеличивается с a, достигая значения $A \approx 0.1$ (10 %) при $a = 5$. Длина поглощения значительно короче, чем релеевская длина, и в два раза короче длины рассеяния Ми на сферических частицах, $(n_{\rm cl}\sigma_{\rm Mie})^{-1} \approx 70$ мкм. Также ее значение хорошо согласуется с оценкой для L, представленной выше, см. выражение (4). Спектры на рис. 2 и ниже нормированы на полное число частиц в фокальном объеме, отвечающее базовому случаю (см. выше), $N_{\rm e0} = \widetilde{N}_{\rm e0}S_0L/(\Delta V) = \pi^2 n_e d^3 L D_0^2/(24s^3) \approx 3\cdot 10^{13}$, где $S_0 = \pi D_0^2/4$.

Для того чтобы количественно охарактеризовать выход горячих электронов, введем коэффициент конверсии в электроны с энергией выше ϵ_0:

$$\frac{\Delta N_{\rm e}(\epsilon_0)}{N_{\rm e0}} = \int_{\epsilon_0}^{\infty} {\rm d}\epsilon\, \frac{{\rm d}N_{\rm e}}{{\rm d}\epsilon}\Big/N_{\rm e0}, \tag{7}$$

где для величины ϵ_0 ниже принимается $\epsilon_0 = 100, 300$ кэВ. По аналогии определим энегосодержание горячих электронов:

$$\frac{\Delta E_{\rm e}(\epsilon_0)}{W} = \int_{\epsilon_0}^{\infty} {\rm d}\epsilon\, \epsilon\, \frac{{\rm d}N_{\rm e}}{{\rm d}\epsilon}\Big/W. \tag{8}$$

На рисунке 4a представлена зависимость выхода горячих электронов как функция амплитуды лазерного импульса (a) при фиксированной энергии лазера (300 мДж). Расчет демонстрирует монотонный спад выхода горячих электронов, при этом для $a = 4$ и значении диаметра пятна 13 мкм выход падает до 2 %. Характер представленной на графике зависимости хорошо аппроксимируется функцией $\propto 1/a$, как и предсказывает формула (5). Отметим, что если во всем фокальном объеме относительное число горячих электронов падает с увеличением интенсивности, то в расчетной области оно растет (ср. 5-ю и 6-ю колонки в табл. 1). Доля энергии, которая содержится в горячих электронах (с энергией свыше 100 кэВ) в фокальном объеме, растет с увеличением лазерной интенсивности от 18 % (при $a = 1.2$) и достигает 30 % (при $a = 5$) от лазерной энергии, прошедшей через эту область (см. рис. 4b), что близко к оцененному по формуле (6) значению. Расчет показывает, что при $a = 1.2$ выход горячих электронов с энергией свыше 100 кэВ составляет $5.5\cdot 10^{12}$ частиц на 1 Дж (или в единицах заряда ≈ 1 мкКл/Дж), выход монотонно падает с интенсивностью лазера до значения 0.2 мкКл/Дж при $a = 5$. При этом выход горячих электронов с энергией свыше 300 кэВ достигает максимального значения 0.5 мкКл/Дж при $a = 2$ (в соответствии с рис. 4b). Проанализировав динамику отдельных частиц из результатов PIC моделирования, отметим три группы горячих электронов (с энергией, превышающей 100 кэВ):

1) электроны, совершающие квазипериодическое движение (рециркулирующие, захваченные), с траекториями вблизи отдельных кластеров типа кепле-

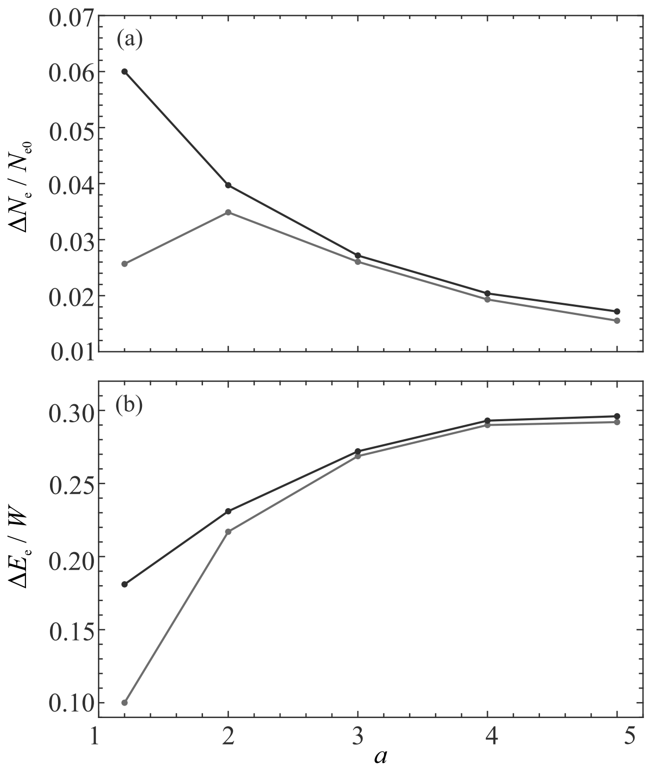

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Относительное число горячих электронов в фокальном объеме с энергией свыше $\epsilon_0 = 100$ кэВ (черная кривая) и $\epsilon_0 = 300$ кэВ (красная кривая), нормированное на полное число частиц в фокальной области ($N_{\rm e0}$), отвечающее базовому случаю ($a = 1.2$). (b) – Относительное энергосодержание горячих электронов в фокальном объеме как функции амплитуды лазерной волны (a)

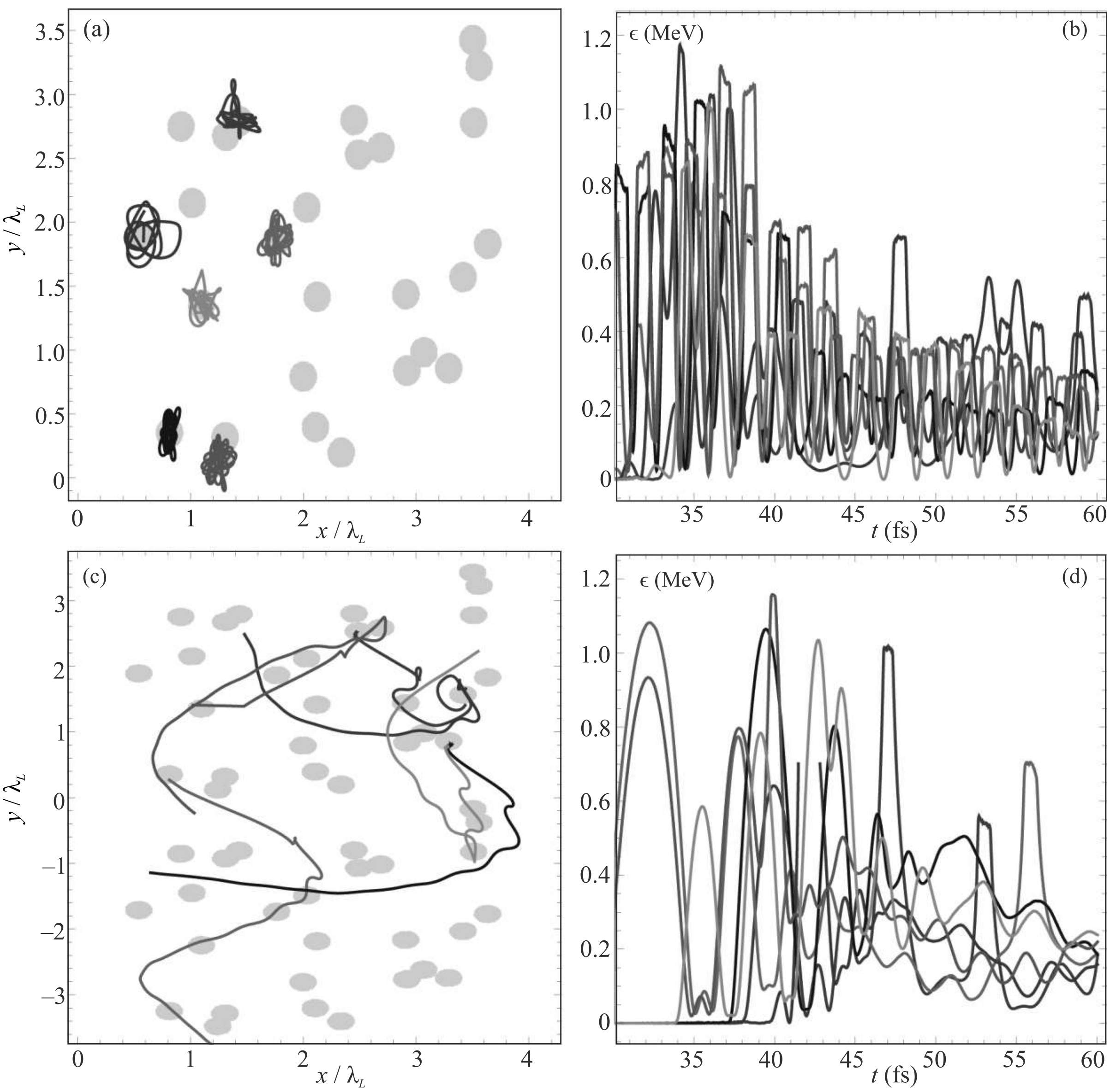

Рис. 5. (Цветной онлайн) (a), (b) – Траектории шести электронов, рециркулирующих вблизи отдельных микрокластеров, на плоскости (x, y) показанные разным цветом в момент времени $t = 60$ фс; справа показана зависимость энергии от времени для выбранных частиц; (c), (d) – то же, но для блуждающих между микрокластерами электронов. Микрокластеры изображены серым цветом. Параметры расчета отвечают базовому случаю ($a = 1.2$)

ровских орбит (примерно 1 % от числа электронов в расчетной области для $a = 1.2$);

2) электроны, испытывающие частичную рециркуляцию вблизи микрокластера с перескоком на соседние микрокластеры (примерно 7 %);

3) электроны, испытывающие множественное рассеяние на кластерах под большими углами и в конечном счете покидающие расчетную область (менее 1 %). Траектории электронов, отвечающих группам *1–3*, а также эволюция их энергии, показаны на рис. 5.

Все группы электронов характеризуются стохастической динамикой в электростатическом поле микрокластеров (ср., например, [35]).

Можно оценить среднюю кинетическую энергию рециркулирующих электронов, приравняв ее к характерному значению электростатической энергии:

$$\epsilon_{\rm av} \simeq e\Phi^*, \tag{9}$$

здесь $\Phi^* = \Phi(d/2)$ – значение электрического потенциала у микрокластера. Потенциал Φ является решением нелинейного уравнения Пуассона, описывающего распределение потенциала вблизи отдельного микрокластера, рассматриваемого как пробный заряд в плазме со средней межкластерной электронной плотностью $\bar{n}_{\rm e}$:

$$\Delta\Phi = -4\pi\rho_0 f(r) + 4\pi e\bar{n}_{\rm e}\exp(e\Phi/T_{\rm h}) - 4\pi Z\bar{n}_{\rm i}. \quad (10)$$

Здесь Z – заряд ионов, параметры $\bar{n}_{\rm e}$, $\bar{n}_{\rm i}$ связаны условием квазинейтральности плазмы: $Z\bar{n}_{\rm i} = e\bar{n}_{\rm e}$, $\rho_0 = 6Q_{\rm skin}/(\pi d^3)$ – плотность заряда кластера ($Q_{\rm skin} \approx en_{\rm e}\pi d^2 l_{\rm NS}$), $f(r)$ – функция, которая описывает профиль плотности заряда.

С помощью метода установления (релаксационного метода) было получено решение уравнения (10) в обезразмеренной форме:

$$\frac{d^2\phi}{d\xi^2} + \frac{2}{\xi}\frac{d\phi}{d\xi} = (\exp(\phi) - 1) - \frac{\rho_0}{e\bar{n}_e} f(\xi\lambda_{\rm De}), \quad (11)$$

где $\lambda_{\rm De} = \sqrt{\frac{T_h}{4\pi e^2\bar{n}_{\rm e}}}$ – дебаевский радиус электронов, $\phi = e\Phi/T_{\rm h}$, $\xi = r/\lambda_{\rm De}$, для следующего набора параметров: $T_{\rm h} = T_{\rm pnd}$, $\bar{n}_{\rm e} = an_{\rm c}\lambda d^2/(\sqrt{2}s^3)$, $f(r) = 1/2 + 1/2\tanh\left(\frac{d-2r}{2l}\right)$ – "размазанная" ступенчатая функция, где $l \ll d$, причем для определенности принималось $l/\lambda_{\rm De} = 0.01 \div 0.03$. Считается, что центр кластера совпадает с началом координат. Правая часть уравнения (11) содержит большой безразмерный параметр $\frac{\rho_0}{e\bar{n}_e} = (6/\pi)(s/d)^3$, т.е. относительный заряд микрокластера, который определяет вид решения уравнения (11).

На рисунке 6 представлен результат решения уравнения Пуассона (11). Это решение отвечает асимптотике $\phi \propto \exp(-(\xi - d/(2\lambda_{\rm De})))/\xi$ при $\xi > d/(2\lambda_{\rm De})$. Отметим, что формула (9) с учетом решения (11) правильно описывает тенденцию увеличения средней энергии электронов из области плато с ростом амплитуды лазерного поля a. Сопоставляя решение линеаризованного варианта уравнения (11), т.е. при $(\exp(\phi)-1) \approx \phi$, с численным решением нелинейного уравнения, получим, что учет нелинейного вклада приводит к более сильному экранированию пробного заряда по сравнению с линейным случаем (применимого при $\phi \ll 1$) для $a \approx 1$. Таким образом, учет нелинейности несколько улучшает соответствие решения (11) результатам PIC расчетов, особенно при небольших $a \approx 1$. Среднее значение энергии электронов из области плато, определенное по формуле (9), согласуется со значениями, представленными в табл. 1.

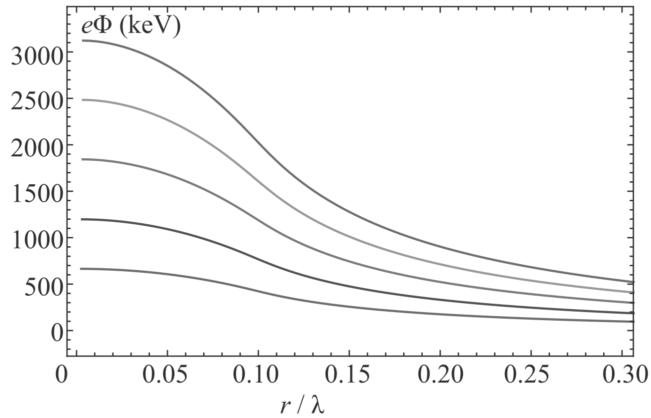

Рис. 6. (Цветной онлайн) Распределение электрического потенциала вблизи отдельного микрокластера (потенциальная энергия выражена в кэВ) при $a = 1.2$ (красный), 2 (синий), 3 (зеленый), 4 (оранжевый), 5 (фиолетовый), полученное численным решением нелинейного уравнения (10)–(11)

Выводы. В работе установлено условие согласования лазер-кластерных параметров, позволяющее максимизировать выход горячих электронов требуемой энергии при облучении ансамбля кластеров субмикронного размера ультракоротким лазерным импульсом (см. условия (1)–(6)). Оптимальный режим, отвечающий такому согласованию, характеризуется ярко выраженным стохастическим блужданием электронов в кулоновских полях кластеров, в результате которого после прохождения лазерного импульса формируется впервые обнаруженное плато с признаком квазимоноэнергетичности в энергетическом спектре электронов. Такое обогащение спектра электронов горячими частицами важно для применений. Проведенный количественный анализ, опирающийся на трехмерное численное моделирование в зависимости от интенсивности при заданной энергии лазера, позволяет описать динамику вылетающих из микрокластеров электронов, а также вклад в энергосодержание плазмы блуждающих между микрокластерами и рециркулирующих вблизи них частиц. Продемонстрировано, что выход горячих электронов достигает значения $5.5\cdot10^{12}$ электронов на 1 Дж вложенной энергии лазера (или в пересчете на заряд – 0.9 мкКл/Дж) для электронов с энергией свыше 100 кэВ. Для электронов с энергией свыше 300 кэВ этот выход соответствует 0.5 мкКл/Дж. Применение достаточно больших кластеров из тяжелых атомов позволяет за счет инертности ионов достаточно продолжительное время (пока не произойдет их разлет) поддерживать квазиравновесное состояние электронов, характеризуемое областью плато в спектре, что обуславливает возможность эффективной генерации вторичного излучения кластерной плазмой и планируется к будущему изучению.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант # 17-12-01283.

1. V. Yu. Bychenkov, V. T. Tikhonchuk, and S. V. Tolokonnikov, JETP **88**, 1137 (1999).
2. K. W. D. Ledingham, P. McKenna, and R. P. Singhal, Science **300**, 16 (2003).
3. M. Roth, T. E. Cowan, M. H. Key et al. (Collaboration), Phys. Rev. Lett. **86**, 436 (2001).
4. V. Yu. Bychenkov, W. Rozmus, A. Maksimchuk, D. Umstadter, and C. E. Capjack, Plasma Phys. Rep. **27**, 1017 (2001).
5. A. J. Mackinnon, P. K. Patel, R. P. Town, et al. (Collaboration), Rev. Sci. Instrum. **75**, 3531 (2004).
6. T. Fuchs, H. Szymanowski, U. Oelfke, Y. Glinec, C. Rechatin, J. Faure, and V. Malka, Phys. Med. Biol. **54**, 3315 (2009).
7. S. V. Bulanov and V. S. Khoroshkov, Plasma Phys. Rep. **28**, 453 (2002).
8. K. Nemoto, A. Maksimchuk, S. Banerjee, K. Flippo, G. Mourou, D. Umstadter, and V. Yu. Bychenkov, Appl. Phys. Lett. **78**, 595 (2001).
9. A. Soloviev, K. Burdonov, S. N. Chen, et al. (Collaboration), Sci. Rep. **7**, 12144 (2017).
10. A. Curtis, C. Calvi, J. Tinsley, R. Hollinger, V. Kaymak, A. Pukhov, S. Wang, A. Rockwood, Y. Wang, V. N. Shlyaptsev, and J. J. Rocca, Nature Comm. **9**, 1077 (2018).
11. K. A. Ivanov, S. A. Shulyapov, I. N. Tsymbalov, A. A. Akunets, N. G. Borisenko, I. M. Mordvintsev, I. V. Bozh'ev, R. V. Volkov, S. G. Bochkarev, V. Yu. Bychenkov, and A. B. Savel'ev, Quantum Electron. **50**, 169 (2020).
12. D. Zou, M. Yu, X. Jiang, N. Zhao, T. Yu, H. Zhuo, A. Pukhov, Y. Ma, F. Shao, C. Zhou, and S. Ruan, Highly Efficient Heavy Ion Acceleration from Laser Interaction with Dusty Plasma. Adv. Photonics Res. 2000181; https://doi.org/10.1002/adpr.202000181 (2021).
13. A. Ya. Faenov, T. A. Pikuz, Y. Fukuda, et al. (Collaboration), Contrib. Plasma Phys. **53**(2), 148 (2013).
14. S. G. Bochkarev, A. Faenov, T. Pikuz, A. V. Brantov, V. F. Kovalev, I. Skobelev, S. Pikuz, R. Kodama, K. I. Popov, and V. Yu. Bychenkov, Sci. Rep. **8**(1), 9404 (2018).
15. A. A. Andreev and K. Y. Platonov, JETP Lett. **112**, 550 (2020).
16. J. Hah, J. A. Nees, M. D. Hammig, K. Krushelnick, and A. G. R. Thomas, Plasma Phys. Control. Fusion **60**, 054011 (2018).
17. L. M. Chen, W. C. Yan, D. Z. Li et al. (Collaboration), Sci. Rep. **3**, 1912 (2013).
18. S. Namba, N. Hasegawa, K. Nagashima, T. Kawachi, M. Kishimoto, K. Sukegawa, and K. Takiyama, Phys. Rev. A **73**, 013205 (2006).
19. D. A. Gozhev, S. G. Bochkarev, N. I. Busleev, A. V. Brantov, S. I. Kudryashov, A. B. Savel'ev, and V. Yu. Bychenkov, High Energy Density Physics **37**, 75 (2020).
20. Zs. Lécz, A. Andreev, and N. Hafz, Phys. Rev. E **102**, 053205 (2020).
21. Zs. Lécz, and A. Andreev, Phys. Rev. Research **2**, 023088 (2020).
22. Y. Hayashi, A. S. Pirozhkov, M. Kando, Y. Fukuda, A. Faenov, K. Kawase, T. Pikuz, T. Nakamura, H. Kiriyama, H. Okada, and S. V. Bulanov, Opt. Lett. **36**, 1614 (2011).
23. Y. Fukuda, K. Yamakawa, Y. Akahane, M. Aoyama, N. Inoue, H. Ueda, J. Abdallah, Jr., G. Csanak, A. Ya. Faenov, A. I. Magunov, T. A. Pikuz, I. Yu. Skobelev, A. S. Boldarev, and V. A. Gasilov, JETP Letters **78**, 115 (2003).
24. S. Ter-Avetisyan, M. Schnürer, D. Hilscher, U. Jahnke, S. Busch, P. V. Nickles, and W. Sandner, Phys. Plasmas **12**, 012702 (2005).
25. A. Izadi and R. J. Anthony, Plasma Process Polym. **16**, e1800212 (2019).
26. M. Dasgupta, P. Fortugno, and H. Wiggers, Plasma Process Polym. **17**, e1900245 (2020).
27. V. M. Romanova, G. V. Ivanenkov, E. V. Parkevich, I. N. Tilikin, M. A. Medvedev, T. A. Shelkovenko, S. A. Pikuz, and A. S. Selyukov, J. Phys. D: Appl. Phys. **54**, 175201 (2021).
28. Y. Fukuda, Y. Akahane, M. Aoyama, N. Inoue, H. Ueda, Y. Nakai, K. Tsuji, K. Yamakawa, Y. Hironaka, H. Kishimura, H. Morishita, K. Kondo, and K. G. Nakamura, Appl. Phys. Lett. **85**, 5099 (2004).
29. S. Yu. Mironov, M. V. Starodubtsev, and E. A. Khazanov, Opt. Lett. **46**, 1620 (2021).
30. T. Esirkepov, M. Borghesi, S. V. Bulanov, G. Mourou, and T. Tajima, Phys. Rev. Lett. **92**, 175003 (2004).
31. S. V. Bulanov, F. Califano, G. I. Dudnikova, et al. (Collaboration), Reviews of Plasma Physics **22**, 227 (2001).
32. A. V. Brantov, P. A. Ksenofontov, and V. Yu. Bychenkov, Phys. Plasmas **24**, 113102 (2017).
33. C. D. Decker, W. B. Mori, K. C. Tzeng, and T. Katsouleas, Phys. Plasmas **3**, 2047 (1996).
34. D. V. Romanov, V. Yu. Bychenkov, W. Rozmus, C. E. Capjack, and R. Fedosejevs, Phys. Rev. Lett. **93**, 215004 (2004).
35. A. A. Balakin and G. M. Friman, Phys.-Uspekhi **60**, 1197 (2017).