

Лазерно-вакуумное ускорение релятивистского сгустка электронов

И.В.Глазырин, А.В.Карпеев, О.Г.Котова, К.С.Назаров, В.Ю.Быченков

Применительно к проблеме лазерного ускорения релятивистского электронного сгустка изложена схема его вакуумного ускорения непосредственно лазерным импульсом релятивистской интенсивности. Энергия инжектируемого в передний фронт лазерного импульса сгустка электронов увеличивается по мере его соосного движения к отражающей импульс тонкой мишени. Ускоренные лазером электроны продолжают свободное движение вперед, проходя сквозь мишень. Исследование такой схемы ускорения в трехмерной геометрии проверено в численном моделировании методом «частица-в-ячейке», которое показало, что энергия части электронов может значительно увеличиться по сравнению с начальной. Обсуждаются ограничения, устанавливающие предельные значения энергии и полного заряда ускоренных электронов.

Ключевые слова: лазерный импульс, электроны, вакуумное ускорение, спектр частиц, пондеромоторное рассеяние.

1. Введение

Проведенные в последние годы исследования по ускорению электронов короткими релятивистски-сильными лазерными импульсами продемонстрировали возможность получения пучков частиц большой энергии. При этом наиболее впечатляющие результаты достигнуты в кильватерном ускорении частиц лазерными импульсами, распространяющимися в газовой плазме или капилляре, в условиях достаточно большого (свыше 10 мкм) пятна фокусировки. Соответствующие энергии ускоренных пучков электронов уже существенно перешагнули за 1 ГэВ [1–4], достигнув рекордного значения 4.2 ГэВ [5]. Наряду с этим разрабатывался альтернативный подход к ускорению электронов с использованием плазмы твердотельной плотности при острой фокусировке лазерного излучения, которая способна обеспечить максимальную интенсивность на мишени. Из-за более высокой плотности твердотельной мишени можно ожидать большего числа ускоренных частиц (хотя и с меньшей энергией) по сравнению со случаем кильватерного ускорения в разреженной плазме. Применение острой фокусировки, близкой к дифракционному пределу, уже позволило создать эффективный источник коллимированных квазимоноэнергетических электронов с энергией ~ 1 МэВ, вылетающих в направлении «назад» (от мишени), при энергии лазера 3 мДж и частоте следования импульсов 0.5 кГц [6]. Подобные пучки ускоренных электронов в режиме отдельных выстрелов, но с существенно более высокой энергией (~ 30 МэВ) в

направлении «вперед», наблюдались в экспериментах с более мощным лазером, облучающим сверхтонкие фольги [7].

Если до сих пор эксперименты по генерации электронов с высокой энергией проводились, в основном, при интенсивностях лазера не более 10^{20} Вт/см², то сейчас можно думать об экспериментах с большей интенсивностью. Так, при острой фокусировке лазерного импульса ($d_f \simeq 1.2$ мкм, где d_f – диаметр фокального пятна) на установке «Hercules» уже достигнута пиковая интенсивность 2×10^{22} Вт/см² [8]. Кроме того, в настоящее время обсуждается возможность выхода на мультипетаваттный уровень мощностей лазеров и ведется их строительство [9–12], что позволит достичь еще более высоких интенсивностей.

В связи с поиском наиболее перспективных мишеней в последнее время большое внимание привлекают сверхтонкие (нанометровые/субмикронные) фольги [7, 13]. Их активное внедрение в эксперименты по взаимодействию мощного лазерного излучения с веществом становится возможным благодаря достижению высокого уровня контраста ультракоротких лазерных импульсов по интенсивности (10^{10} – 10^{11}) [14], что подавляет паразитный эффект разрушения мишени до прихода основного импульса. В условиях, когда толщина фольги оказывается сравнимой с релятивистской глубиной скин-слоя, возможно эффективное взаимодействие излучения с образующейся плазмой во всем ее объеме. При этом первым шагом в исследовании взаимодействия мощных лазерных импульсов со сверхтонкими мишенями, естественно, является изучение прямого ускорения начально покоящихся электронов в пренебрежении плазменными эффектами, что отвечает приближению пробных частиц. Этот подход использовался в работе [15] и обобщался на случай учета плазменного поля тонкой плазменной фольги [16].

Приведенные выше примеры связаны с ускорением электронов при взаимодействии лазерных импульсов с плазмой различных мишеней. Другой механизм ускорения, так называемое вакуумное ускорение, основан на ускорении электронов непосредственно лазерным импуль-

И.В.Глазырин, А.В.Карпеев, О.Г.Котова, К.С.Назаров. ФГУП «Российский федеральный ядерный центр – ВНИИТФ им. Е.И.Забабина», Россия, Челябинская обл., 456770 Снежинск, ул. Васильева, 13
В.Ю.Быченков. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Центр фундаментальных и прикладных исследований ВНИИА, «Росатом», Россия, 127055 Москва, Сушевская ул., 22; e-mail: bychenk@lebedev.ru

Поступила в редакцию 19 декабря 2014 г., после доработки – 5 февраля 2015 г.

сом, т.е. это прямое лазерное ускорение. Механизмы прямого лазерного ускорения электронов (вакуумное ускорение) изучались теоретически в ряде работ, например в [15, 17–25]. В частности, в работах [15, 18] для описания прямого ускорения электронов линейно поляризованными импульсами в условиях острой фокусировки был применен подход, свободный от ограничения на соотношение между размером фокального пятна и длиной волны и основанный на применении точных дифракционных интегралов Стрэттона–Чу [26, 27] или метода спектрального представления полей, удовлетворяющих уравнениям Максвелла.

В настоящей работе мы применяем схему прямого лазерного ускорения электронов, причем для частиц, не покоящихся первоначально, как в подавляющем числе вышеупомянутых работ, а предварительно ускоренных до релятивистских энергий, т.е. для пучка электронов, например, из традиционного ускорителя. При этом фокусировка лазерного излучения полагается достаточно плавной, подобно используемой для кильватерного ускорения, и не требует вовлечения в рассмотрение сложной структуры электромагнитных полей в фокальной области.

2. Схема ускорения

Идея предлагаемой схемы ускорения электронов восходит к работе [28]. Она заключается в том, что перед поверхностью тонкой металлической мишени (фольги) находится разреженная плазма (газ, ионизированный предимпульсом), сквозь которую проходит лазерный импульс, захватывающий электроны и ускоряющий их в направлении своего распространения к фольге. Энергия электронов внутри импульса растет пропорционально его локальной интенсивности, и в момент достижения максимальной интенсивности импульс отражается от мишени, позволяя электронам двигаться по инерции вперед с набранной за время действия импульса энергией. Возможность такого ускорения связана с резким нарушением адиабатичности ускорения частиц при отражении импульса от мишени. Если бы мишень отсутствовала, то электроны ускорялись бы на участке роста интенсивности лазерного импульса, а затем тормозились бы на ее спаде по мере его распространения. Для плоской волны суммарный эффект от ускорения равнялся бы нулю [29, 30]. Нарушение процесса адиабатичности, например из-за малого размера фокального пятна [31], очень малой длительности импульса [32] или впрыска электронов в импульс при туннельной ионизации атомов [33], приводит к наличию остаточной энергии у электронов, но она, как правило, невелика. В предложенной ранее схеме [28] электроны были покоящимися, и для релятивистски-интенсивного линейно поляризованного лазерного импульса ($a_0^2 \gg 1$) их энергия достигала максимума, отвечающего $\gamma = a_0^2$. Здесь γ – стандартный релятивистский фактор частицы; $a_0 = 0.85 \times 10^{-9} \lambda \sqrt{I}$ – максимальная амплитуда лазерного импульса; λ – длина волны лазера в мкм; I – интенсивность лазерного импульса в максимуме в Вт/см².

Если бы в начале процесса прямого лазерного ускорения электроны не покоились, а уже имели релятивистскую энергию ($\gamma_0 > 1$), то, как будет показано ниже, они могли бы достигать энергии в γ_0 раз выше. Такую схему можно реализовать с помощью электронного пучка, который захватывается соосно распространяющимся релятивистски-интенсивным лазерным импульсом в направ-

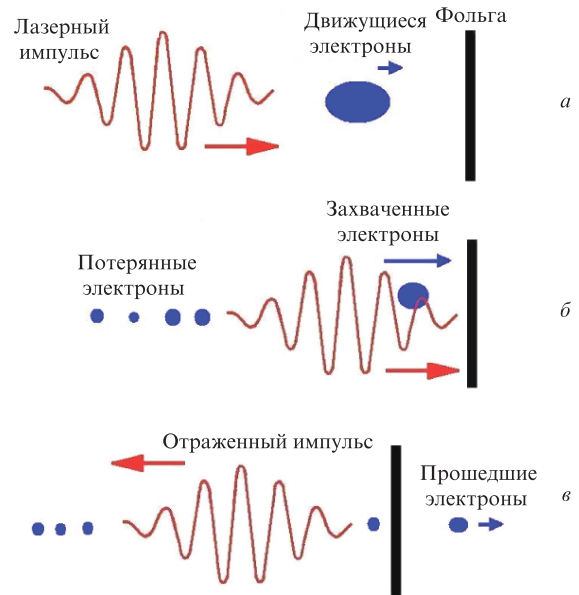


Рис. 1. Схема прямого лазерного ускорения электронного сгустка.

лении тонкой, отражающей свет мишени. Иллюстрацией служит рис. 1.

В рассматриваемой схеме интенсивный лазерный импульс догоняет электронный сгусток, например из ускорителя (рис. 1,а). Перед ними находится фольга. Лазерный импульс захватывает электроны, которые ускоряются, набирая энергию внутри импульса, до тех пор, пока не оказываются в максимуме интенсивности импульса (рис. 1,б). При этом часть электронов теряется вследствие конечности поперечного размера лазерного импульса. Если импульс достигнет фольги в момент, когда электронный сгусток будет в его центре, и отразится от фольги, то электроны продолжат движение, причем с максимальной возможной энергией (рис. 1,в). Очевидно, что толщина мишени должна быть достаточно большой, чтобы импульс не прошел сквозь нее, но не слишком большой, чтобы электроны не потеряли заметную долю своей энергии. Отсюда следует, что толщину мишени нужно выбрать сравнимой, но несколько превышающей пороговое для релятивистского просветления значение [34] $\sim \lambda a_0 n_c / n_c$, где n_c – электронная плотность фольги; n_c – критическая плотность. Типичная толщина мишени составляет от десяти до нескольких десятков нанометров.

3. Вакуумное ускорение электрона пучка

Чтобы качественно оценить эффект прямого лазерного ускорения, рассмотрим движение электрона в плоской электромагнитной волне, описываемой вектором-потенциалом A :

$$E = \frac{1}{c} \frac{\partial A}{\partial t},$$

$$B = \nabla \times A, \quad (1)$$

$$\frac{dp}{dt} = -e \left(E + \frac{1}{c} v \times B \right),$$

$$\frac{dr}{dt} = v,$$

где векторный потенциал для эллиптически поляризованной световой волны, распространяющейся в направлении x , имеет следующий вид:

$$A = A_0(0, \delta \sin \theta, \sqrt{1 - \delta^2} \cos \theta).$$

Здесь $\theta = \omega t - kx$; $k = 2\pi/\lambda = \omega/c$; A_0 – амплитуда векторного потенциала; δ – параметр поляризации. В случае линейной поляризации $\delta = 0$, а при циркулярной $\delta = 1/\sqrt{2}$. Рассматривая только один электрон вместо сгустка, мы не претендуем на строгое описание ускорения всего ансамбля электронов, а только стремимся качественно установить их предельную энергию. По существу здесь мы не учитываем, что электронный сгусток может обладать не только существенным размером (по сравнению с длиной импульса), но и заметным кулоновским полем, влияющим на взаимодействие электронов с лазерным импульсом.

Считая, что до прихода импульса электрон, движущийся в направлении x , имел кинетическую энергию $mc^2(\gamma_0 - 1)$, из (1) получим для линейно поляризованного света

$$\gamma_1 = \gamma_0 + \frac{a_0^2}{2} \frac{1}{\gamma_0 - \sqrt{\gamma_0^2 - 1}}, \quad (2)$$

и аналогично для циркулярной поляризации

$$\gamma_2 = \gamma_0 + \frac{a_0^2}{4} \frac{1}{\gamma_0 - \sqrt{\gamma_0^2 - 1}}. \quad (3)$$

Выражения (2) и (3) определяют максимально возможную энергию электронов после отражения линейно или циркулярно поляризованного лазерного импульса от фольги. Для ультрарелятивистских электронов ($\gamma_0 \gg 1$) предельные энергии частиц для линейно и циркулярно поляризованных лазерных импульсов таковы:

$$\gamma_1 = \gamma_0(1 + a_0^2), \quad \gamma_2 = \gamma_0(1 + a_0^2/2). \quad (4)$$

Согласно (4) для ультрарелятивистски интенсивного лазерного импульса ($a_0^2 \gg 1$) конечная энергия электронов $\gamma_1 \simeq \gamma_0 a_0^2$ в два раза превышает соответствующее значение γ_2 .

Оценки для вакуумного ускорения электронов являются приближенными, поскольку получены для плоской лазерной волны. В реальной ситуации необходимо рассматривать ускорение трехмерного электронного сгустка в условиях ограниченного поперечного сечения лазерного пучка и конечного объемного заряда электронного кластера. В такой геометрии естественно возникают потери электронов за счет их выхода (рассеяния) из области сильного поля, которые необходимо учитывать. В этой связи, чтобы дать количественную трактовку процесса ускорения электронного сгустка, нами проведено трехмерное численное моделирование методом «частица-в-ячейке» (PIC), результаты которого представлены ниже.

4. Численное моделирование вакуумного ускорения электронного сгустка

Численное моделирование взаимодействия в вакууме электронного сгустка с догоняющим его соосно лазерным импульсом для различных значений a_0 и γ_0 проводилось с использованием трехмерного электромагнитного кода PICNIC. Начальный размер электронного сгустка (для определенности это однородно заряженный шарик диаметром $d_b = 0.5$ мкм) выбирался много меньшим поперечного размера цилиндрического лазерного пучка $d_l = 30$ мкм. Длительность лазерного импульса по поперечной оси $\tau = 30$ фс, его пространственная форма выбиралась гауссовой как в направлении распространения, так и в поперечном направлении. Используемая модель отвечала импульсу света с длиной волны $\lambda = 1$ мкм, распространяющемуся внутри каустики длиной $\pi d_l^2/\lambda \approx 3$ мм. Заряд электронов сгустка изменялся от 10 пКл до 1 нКл, электронная плотность тонкой плазменной фольги толщиной 100 нм составляла примерно 10^{23} см $^{-3}$. Вычисления проводились как для линейно, так и для циркулярно поляризованных лазерных импульсов. Картина ускорения, представленная в разд.2, в целом хорошо воспроизводится. Это демонстрирует рис.2, иллюстрирующий взаимодействие лазер-сгусток-фольга для трех последовательных моментов времени (ср. с рис.1).

В отличие от простой аналитической модели, представленной в разд.3, пондеромоторное рассеяние электронного сгустка и его конечная кулоновская энергия об-

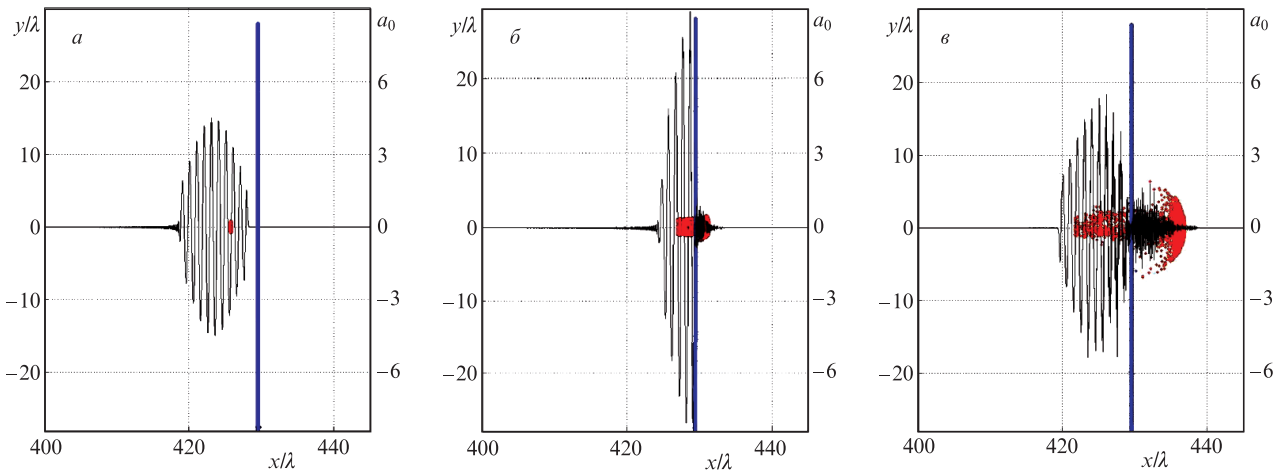


Рис.2. Типичная картина PIC-моделирования прямого ускорения электронного сгустка линейно поляризованным лазерным импульсом (последовательно слева – направо). Наряду с распределением электронов показано распределение электрического поля лазерного импульса. Цветное изображение см. на сайте «Квантовой электроники» <http://www.quantum-electron.ru>

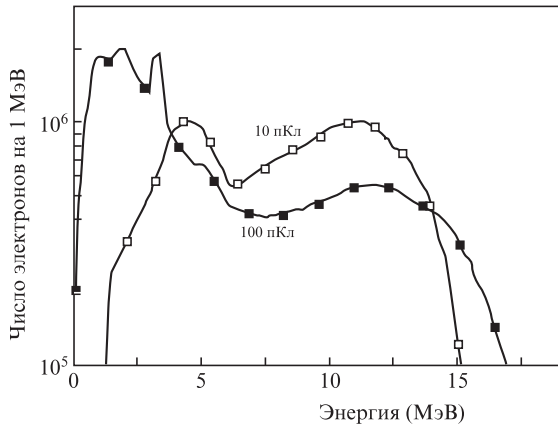


Рис.3. Спектры электронов для разных начальных зарядов сгустка, формирующиеся в случае ускорения электронов лазерным импульсом круговой поляризации при $\gamma_0 = 2$ и $a_0 = 5$.

улавливают наблюдаемые в численном эксперименте значительное растекание электронов (рис.2,в) и формирование широкого спектра по энергии (рис.3). Несмотря на это, поведение максимальной энергии ускоренных частиц хорошо описывается формулами (2)–(4), что показывают результаты численных расчетов, представленные на рис.4. Как и следовало ожидать, в условиях сильного релятивизма электронного пучка и лазерной интенсивности максимальная энергия ускоренных частиц для линейно поляризованного импульса оказывается в два раза выше, чем для циркулярно поляризованного. Для малого объёмного заряда сгустка (менее 10 пКл) спектр ускоренных электронов представляет собой монопик с соответствующим релятивистским фактором γ_1 (2) или γ_2 (3). Наряду с существенным рассеянием ускоряемых электронов небольшое количество частиц благодаря кулоновскому взрыву набирает энергию, даже несколько превышающую максимальную энергию, которая отвечает теоретическим оценкам (2) или (3). Для показанного на рис.3 спектра ($\gamma_0 = 2$, $a_0 = 5$) в случае начального заряда пучка 10 пКл часть электронов достигает энергии 15 МэВ, тогда как теоретическая максимальная энергия составляет примерно 13 МэВ. В диапазоне энергий 10–15 МэВ находятся электроны с зарядом примерно 0.5 пКл. При начальном заряде 100 пКл соответствующие параметры составляют 17 МэВ и

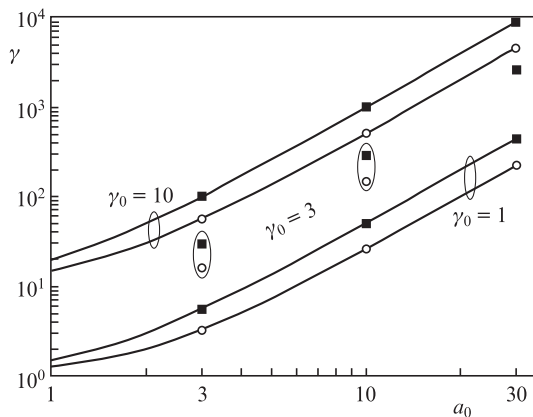


Рис.4. Максимальная энергия электронов при вакуумном ускорении линейно (■) и циркулярно (○) поляризованным лазерным импульсом в зависимости от амплитуды лазерного поля a_0 и начальной энергии пучка γ_0 .

0.2 пКл. Спектр подсчитывался для электронов, пролетевших около 200 мкм за фольгу – здесь находилась граница расчетной области.

5. Обсуждение результатов

Выше с помощью численного моделирования продемонстрировано, что простая идея о прямом вакуумном доускорении релятивистского электронного пучка интенсивным лазерным импульсом до ультрарелятивистских энергий работает в реальной трехмерной геометрии. Вместе с тем практическая реализация идеализированной теоретической схемы сопряжена с рядом трудностей для наиболее интересных параметров лазера и электронного сгустка. Это касается как достижения энергий ГэВ-ного диапазона, так и возможности получения достаточно большого числа частиц с максимальной энергией.

Как предсказывают теоретические оценки, конечная энергия электронного пучка пропорциональна $I\gamma_0$. Соответственно, чем выше интенсивность лазера либо начальная энергия электронов, тем на большей длине L происходит максимальный набор энергии. Однако в сфокусированном лазерном пучке длина эффективного ускорения ограничена размером каустики L_0 , что требует выполнения условия $L \lesssim L_0$. При этом в обсуждаемой схеме ускорения оно должно начинаться на расстоянии L от отражающей фольги. Ограничение длины ускорения размером каустики существенно уменьшает энергию доускоренного электронного пучка, которая при формальном использовании оценок (4) может достигать весьма высокого уровня. Например, с помощью инжекции сгустка из компактного электронного ускорителя с энергией ~ 20 МэВ современный лазер [8] с интенсивностью излучения $\sim 10^{22}$ Вт/см², согласно (4), способен увеличить энергию до 1 ГэВ, т.е. в 50 раз.

Чтобы понять роль конечной длины каустики, оценим время ускорения электронов T как время, за которое движущийся со скоростью v электрон, дрейфуя внутри импульса, пройдет половину его длины $c\tau/2$ (τ – длительность лазерного импульса), т.е. $T \simeq c\tau/[2(c-v)]$. Тогда длина ускорения L составит cT , а в сильно релятивистском случае

$$L \simeq c\tau\gamma_0^2 \frac{a_0^2}{2}. \tag{5}$$

Соответственно для релятивистских значений лазерной интенсивности и энергии электронного сгустка условие $L \lesssim L_0$ дает следующее ограничение на область их изменения:

$$\gamma_0 a_0 \lesssim \sqrt{\frac{\pi d_f^2}{c\tau\lambda}}. \tag{6}$$

При заданной начальной энергии пучка $\gamma_0 > 1$ условие (6) ограничивает амплитуду лазерного поля, причем тем меньше, чем больше пятно фокусировки и короче лазерный импульс. Согласно (4) и (6) максимально возможная энергия частиц при вакуумном ускорении релятивистского электронного пучка

$$\gamma_{\max} \approx \frac{\pi d_f^2}{c\tau\lambda\gamma_0}. \tag{7}$$

Например, при ускорении электронного сгустка с энергией 1 МэВ лазерным импульсом с $\lambda = 0.8$ мкм (Ti:сапфировый лазер), $d_f = 30$ мкм и $\tau = 30$ фс энергия частиц при оптимальном расположении отражающей фольги может более чем на порядок превышать начальную энергию пучка.

Увеличить длину ускорения, а значит и конечную энергию электронов, можно было бы с помощью использования разреженной плазмы (газа или иной малоплотной мишени, естественно ионизирующихся на переднем фронте лазерного импульса). В этом случае благодаря самофокусировке предельная длина ускорения существенно увеличится и окажется много больше длины каустики, что позволит в полной мере достичь энергий, определяемых формулами (4).

Еще одно препятствие на пути эффективного вакуумного ускорения связано со значительным рассеянием ускоряемого пучка электронов. Численные расчеты показывают, что для гауссова пучка большее число электронов рассеивается и лишь меньшая их доля достигает фольги с предсказываемой теорией энергией. Сильное рассеяние в гауссовом пучке связано не столько с собственным кулоновским полем сгустка, сколько с пондеромоторным воздействием света на электроны. Чтобы уменьшить этот эффект, можно воспользоваться волновыми пучками с минимумом интенсивности на оси и максимумом вне ее, что позволит лучше удерживать электроны внутри импульса. Примером могут служить однокольцевой лаггер-гауссов пучок и бесселев пучок первого рода. Предварительные численные расчеты действительно показывают лучший захват электронов такими пучками и большой ускоренный заряд. Так, для лаггер-гауссова лазерного пучка с интенсивностью на оси в три раза меньшей, чем на периферии, для параметров рис.3 удалось увеличить до 2 пКл заряд ускоренных электронов из сгустка с зарядом 100 пКл в диапазоне энергий более 10 МэВ, причем их максимальная энергия достигла 20 МэВ.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 14-29-09244-офи-м, 15-02-03042-а) и гранта Президента РФ по государственной поддержке ведущих научных школ РФ (№ НШ-1424.2014.2).

1. Leemans W.P., Nagler B., et al. *Nat. Phys.*, **2**, 696 (2006).
2. Kneip S., Nagel S.R., Martins S.F., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **103**, 035002 (2009).
3. Clayton C.E., Ralph J.E., Albert F., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 105003 (2010).
4. Hyung Taek Kim, Ki Hong Pae, Hyuk Jin Chael, et al. *Phys. Rev. Lett.*, **111**, 165002 (2013).
5. Leemans W.P., Gonsalves A.J., Mao H.-S., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **113**, 245002 (2014).
6. Mordovanakis A.G., Easter J., Naumova N., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **103**, 235001 (2009).
7. Kiefer D., Henig A., Jung D., et al. *Eur. Phys. J. D*, **55**, 427 (2009).
8. Yanovsky V., Chuykov V., Kalinichenko G., et al. *Opt. Express*, **16**, 2109 (2009).
9. http://corels.ibs.re.kr/html/corels_en/research/research_0301.html.
10. <http://www.hiper-laser.org>.
11. <http://www.extreme-light-infrastructure.eu>.
12. <http://www.appl.sci-nnov.ru>.
13. Henig A., Kiefer D., Markey K., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **103**, 045002 (2009).
14. Dollar F., Matsuoka T., McGuffey C., et al. *AIP Conf. Proc.*, **1299**, 144 (2010).
15. Бочкарев С.Г., Быченков В.Ю. *Квантовая электроника*, **37**, 273 (2007).
16. Popov K.I., Bychenkov V.Yu., Rozmus W., et al. *Phys. Plasmas*, **16**, 053106 (2009).
17. Galkin A.L., Kalashnikov M.P., Klincov V.K., et al. *Phys. Plasmas*, **17**, 053105 (2010).
18. Popov K.I., Bychenkov V.Yu., Rozmus W. *Phys. Plasmas*, **15**, 013108 (2008).
19. Salamin Y.I. *Phys. Rev. A*, **73**, 043402 (2006).
20. Hartemann F.V., Fochs S.N., Le Sage G.P., Luhmann N.C. *Phys. Rev. E*, **51**, 4833 (1998).
21. Quesnel B., Mora M. *Phys. Rev. E*, **58**, 3719 (1998).
22. Галкин А.Л., Коробкин В.В., Романовский М.Ю., Ширяев О.Б. *Квантовая электроника*, **37**, 903 (2007).
23. Fortin P.L., Piché M., Varin C.J. *Phys. B. At. Mol. Opt.*, **43**, 1 (2010).
24. Piazza A.Di., Hatsagortsyan K.Z., Keitel C.H. *Phys. Rev. Lett.*, **102**, 254802 (2009).
25. Maltsev A., Ditmire T. *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 053002 (2003).
26. Stratton J.A., Chu L.J. *Phys. Rev.*, **56**, 99 (1939).
27. Varga P., Török P. *J. Opt. Soc. Am. A*, **17**, 11 (2000).
28. Wei Yu, Bychenkov V., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 570 (2000).
29. Lawson J.D. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **NS-26**, 4217 (1979).
30. Woodward P.M. *J. Inst. Electr. Eng.*, **93**, 1554 (1947).
31. Hartemann F.V., Fochs S.N., et al. *Phys. Rev. E*, **51**, 4833 (1995).
32. Yu M.Y., Yu W., Chen Z.Y. *Phys. Plasmas*, **10**, 2468 (2003).
33. Hu S.X., Starace A.F. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 245003 (2002).
34. Vshivkov V.A., Naumova N.M., Pegoraro F., Bulanov S.V. *Phys. Plasmas*, **5**, 2727 (1998).