Письма в ЖЭТФ, том 118, вып. 12, с. 871 – 876 

# Эффективное ускорение электронов фемтосекундными лазерными импульсами умеренной мощности

*О. Е. Вайс*[+*1)], *М. Г. Лобок*[+*], *А. А. Соловьев*[×], *С. Ю. Миронов*[×], *Е. А. Хазанов*[×], *В. Ю. Быченков*[+*]

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

[*] *Центр фундаментальных и прикладных исследований,*
*ФГУП "Всероссийский научно–исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова", Росатом,*
*127030 Москва, Россия*

[×] *Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, 603950 Н. Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 13 октября 2023 г.
После переработки 7 ноября 2023 г.
Принята к публикации 9 ноября 2023 г.

Режим релятивистского самозахвата лазерного импульса – эффективный механизм ускорения электронов, позволяющий достичь предельных значений заряда пучка высокоэнергетичных частиц и соответствующего коэффициента конверсии лазерной энергии. Показано, что в таком режиме укорочение импульса фемтосекундного лазера с использованием инновационного метода посткомпрессии CafCA [1] до предельно коротких длительностей с сохранением энергии лазерного пучка приводит к значительному повышению эффективности ускорения частиц. Данный эффект иллюстрируется на примере лазерной установки "Мультитера" для проекта, осуществляемого в рамках российского Национального Центра Физики и Математики (НЦФМ).

DOI: 10.31857/S1234567823240011, EDN: obfrvk

**1. Введение.** Долгое время среди механизмов лазерного ускорения электронов главное место занимало кильватерное ускорение в классическом режиме возбуждения плазменной волны [2] или в так называемом режиме баббла ("*bubble*") [3], которые позволяли получать пучки частиц с наибольшей энергией и моноэнергетичным спектром, чему до сих пор уделялось основное внимание [4–6]. Вместе с тем для ряда важных задач оказываются достаточными и меньшие энергии ускоренных электронов, но требуются значительно большие суммарные заряды частиц, которые не могут быть достигнуты в кильватерном ускорении с типичными зарядами мульти-пикокулонного уровня [2, 3]. При этом необходимо, чтобы, с одной стороны, лазерный импульс мог устойчиво распространяться внутри мишени на много рэлеевских длин, эффективно передавая свою энергию ускоряемым частицам, а с другой – такая мишень была бы достаточно плотной, что обеспечило бы существенно более высокий полный заряд ускоренного пучка электронов. Оба фактора достигаются при распространении релятивистски интенсивного импульса лазерного света в режиме релятивистского самозахвата (РСЗ) в плазме с плотностью вплоть до нескольких десятков процентов от критической плотности. Такой режим был идентифицирован в работах [7–10] для лазерных импульсов ультрарелятивистской интенсивности с суб-ПВт и ПВт мощностью, при этом заряд ускоренных мульти-МэВных электронов оказывался на нанокулонном уровне. Тем не менее лазеры такой мощности не обладают высокой частотой повторения импульсов и зачастую хорошей стабильностью, что требуется для большинства практических применений. В этой связи необходимо понимание возможности реализации лазерного ускорения электронов в режиме РСЗ на гораздо более распространенных фемтосекундных лазерных установках с существенно меньшей мощностью, чему посвящена настоящая работа.

Исследование на основе трехмерного моделирования методом "частица-в-ячейке" ("particle in cell", PIC) [7, 8] выявило возможность распространения релятивистски интенсивного лазерного импульса в однородной плазме околокритической плотности с формированием лазерно-плазменного солитона, представляющего собой движущуюся со скоростью, близкой к скорости света, каверну, свободную от электронов и заполненную лазерным светом ("лазерная пуля"; ср. [11]). Лазерная пуля устойчиво проходит расстояние, много большее рэлеевской

1) e-mail: ovais@lebedev.ru

длины, пока из-за потерь не происходит полное истощение лазерного импульса. В этом режиме релятивистской самофокусировки дифракционная расходимость светового пучка сбалансирована релятивистской нелинейностью среды, связанной с релятивистским утяжелением электронов и их кавитацией, что приводит к самосогласованному установлению определенного поперечного размера плазменной каверны, который остается практически неизменным в течение всего времени распространения лазерного импульса в мишени вплоть до его истощения. Поскольку такой режим распространения, по существу, подобен выявленному почти 60 лет назад самозахвату слабых стационарных лазерных пучков, описывающихся нелинейным уравнением Шредингера с кубической нелинейностью [12–14], он был назван РСЗ [7]. Аналогичный найденному в работах [12–14] стационарный режим для лазерного пучка, распространяющегося в релятивистской плазме, был обнаружен в работах [15, 16] на основе численного решения нелинейного уравнения Шредингера.

Важным шагом, дополняющим исследование [7, 8] случаем режима РСЗ, когда граница на входе лазерного импульса не резкая, а имеет вид преплазмы (рамп плотности), явилась работа [17]. Такая ситуация типична для эксперимента, и в работе [17] была доказана возможность реализации такого режима лазерного распространения в плазме с неоднородным профилем плотности. При этом было показано, что при правильном выборе положения фокуса лазерного пучка относительно профиля плотности и размера пятна фокусировки режим РСЗ оказывается так же эффективен, как и в однородной мишени. Этот важный вывод позволяет во всех исследованиях рассматриваемого режима использовать модель однородной плазмы, что и предполагается ниже, хотя уточняющие детали могут быть получены, следуя работе [17].

Рассматриваемые в настоящей работе лазерные импульсы умеренной мощности (мульти-ТВт) типично имеют длительность в несколько десятков фемтосекунд и даже могут обладать релятивистской интенсивностью, представляющей интерес для РСЗ. Однако, их мощность может быть дополнительно увеличена путем нелинейного укорочения длительности импульса, например, с использованием подхода "сжатия после сжатия" (англ. *Compression after Compression Approach*, CafCA [1, 18, 19]). Подход основан на использовании самомодуляции фазы, возникающей при распространении мощного лазерного импульса через тонкие ($\sim 1$ мм) диэлектрические пластины, и последующей коррекции фазы спектра, реализуемой за счет отражения излучения от поверхности чирпирующих зеркал с аномальной дисперсией групповых скоростей. Самомодуляция фазы приводит к уширению спектра, а коррекция фазы обеспечивает сокращение длительности до значений, близких к Фурье пределу импульса с уширенным спектром. Применение CafCA позволяет многократно укоротить лазерный импульс и поднять его мощность без существенных изменений в архитектуре и стоимости лазерной системы. Недавняя экспериментальная апробация метода CafCA [20–25] позволяет надеяться на эффективное применение не только в новых, но и в уже существующих лазерных системах.

В этой работе, имея в виду возможность укорочения лазерного импульса с сохранением его энергии [26], мы ставим своей целью показать, что эффективность лазерного ускорения электронов может быть существенно повышена с использованием предельно коротких лазерных импульсов мульти-ТВт уровня, что заведомо не очевидно. Тем не менее, это доказывается при ускорении электронов в режиме РСЗ с использованием трехмерного численного PIC моделирования и это чрезвычайно важно, поскольку открывается практическая возможность значительно повысить коэффициент конверсии в высокоэнергетичные электроны без повышения энергетики лазерной установки. Ниже соответствующая иллюстрация дается на примере лазерной установки "Мультитера" (НЦФМ).

**2. Моделирование взаимодействия мультитераваттного лазерного импульса с плазменной мишенью.** Для анализа ускорения электронов в режиме релятивистского самозахвата лазерного импульса мультитераваттного уровня мощности были проведены серии трехмерных PIC-моделирований взаимодействия лазерного пучка с плазменными мишенями различной плотности при помощи кода VSim (VORPAL, [27]), в котором решается система уравнений Власова–Максвелла. В проведенных расчетах лазерный импульс с длиной волны 0.8 мкм распространялся вдоль оси $x$ и был линейно поляризован вдоль оси $z$. Расчеты проводились методом движущегося окна так, чтобы при распространении лазерного импульса внутри мишени он полностью находился внутри расчетной области. Энергия лазерного импульса была равна 0.85 Дж, в то время как его длительность и радиус фокального пятна принимали различные значения (см. табл. 1). Лазерный импульс фокусировался на границу плазменной мишени, представляющей собой полностью ионизованную плазму гелия. Последнее является оправдан-

**Таблица 1.** Полный заряд $Q_{>20}$ и суммарная энергия $W_{>20}$ ускоренных электронов с энергиями, превышающими 20 МэВ, средняя энергия таких частиц $\overline{\varepsilon_{>20}}$ и энергия "отсечки" электронных спектров $\varepsilon_{\max}$, полученные для различных лазерно-плазменных параметров

| $\tau$ | 40 фс | 40 фс | 10 фс |
|---|---|---|---|
| $R_F$ | 4 мкм | 2 мкм | 2 мкм |
| $a_0$ | 3.57 | 7.14 | 14.3 |
| $n_e/n_{cr}$ | 0.006 | 0.033 | 0.067 |
| $Q_{>20}$ | 0.01 нКл | 2.0 нКл | 3.1 нКл |
| $W_{>20}$ | 1 мДж | 100 мДж | 200 мДж |
| $\overline{\varepsilon_{>20}}$ | 130 МэВ | 55 МэВ | 70 МэВ |
| $\varepsilon_{\max}$ | 160 МэВ | 90 МэВ | 120 МэВ |

ным, поскольку энергия, требующаяся на полную ионизацию газа в расчетной области, не превышает $10^{-4}$ от полной энергии лазерного импульса. Концентрация электронов $n_e$ выбиралась таким образом, чтобы радиус фокусировки лазерного импульса $R_L$ и характерная безразмерная амплитуда поля $a_0 = eE_L/m_e\omega_l c$ (где $E_L$ – характерная амплитуда электрического поля лазерного пучка, $e$ и $m_e$ – заряд и масса электрона) примерно отвечали условию релятивистского самозахвата:

$$R_L \sim \frac{c}{\omega_l}\sqrt{a_0\frac{n_{cr}}{n_e}}, \qquad (1)$$

где $\omega_l$ – частота лазерного излучения, $n_{cr} = 1.74 \times \times 10^{21}$ см$^{-3}$ – критическая плотность. В случае релятивистских интенсивностей лазерного импульса, т.е. когда $a_0 \gg 1$, выполнение данного условия обеспечивает устойчивое распространение лазерно-плазменной солитонной структуры внутри мишени на расстояния, существенно превышающие несколько рэлеевских длин [9, 10].

Характерные длительности лазерных импульсов, генерируемых на лазерных установках мультитераваттного уровня мощности, типично составляют несколько десятков фемтосекунд, и поэтому в первой серии численных расчетов было рассмотрено взаимодействие с мишенями различной плотности лазерных импульсов длительностью 40 фс и мощностью 20 ТВт (ожидаемых, например, на лазерной установке "Мультитера"). Как известно, при прохождении лазерного импульса через достаточно плотную плазму, а именно, когда его длина превышает длину плазменной волны $c\tau > \lambda_p$, могут формироваться различные лазерно-плазменные неустойчивости, такие как филаментация и самомодуляция лазерного импульса [28]. Чтобы избежать развитие таких неустойчивостей сначала расчеты проводились для малоплотной плазмы.

В мишени с электронной плотностью $0.0015n_{cr}$ кильватерным образом [2] образовывалась трехмерная плазменная волна и лазерный импульс полностью находился внутри первой плазменной полости. Такая низкая плотность обуславливала лишь небольшое превышение лазерной мощности критического для самофокусировки значения и оказалась ниже пороговой плотности самоинжекции электронов, когда для ускорения заметного числа частиц требовался бы дополнительный источник электронов [29]. Кроме того, в такой малоплотной плазме самосогласованный радиус лазерного импульса (1) оказывается достаточно большим (порядка 6 мкм, что отвечает половине длины лазерного импульса), а величина $a_0$ мала, близка к 1, что не позволяет выйти на режим РСЗ. Как следствие невысокой надкритичности лазерной мощности, ее некоторое истощение на масштабе рэлеевской длины приводило к возникновению дифракционной расходимости лазерного света на этом масштабе и лазерно-плазменная структура прекращала свое существование.

При повышении плотности плазмы до $0.006n_{cr}$ основная часть энергии импульса также сосредоточена в первой плазменной полости, хотя небольшая ее часть оказывалась и во второй (см. рис. 1). В этом

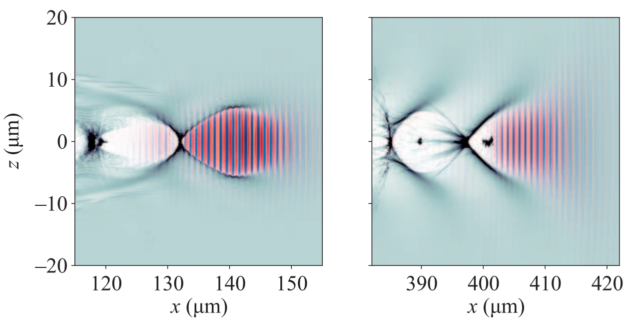


Рис. 1. (Цветной онлайн) Динамика лазерно-плазменной структуры при распространении лазерного импульса длительностью $\tau = 40$ фс в малоплотной плазменной мишени $n_e = 0.006n_c$, распределение электронной плотности в рассматриваемой плоскости показано сине-серым, $E_z$ компонента лазерного импульса показана красно-синим цветом. Панели соответствуют моментам времени: 600 фс (левая) и 1500 фс (правая). Положение левой границы мишени $x = 50$ мкм

случае лишь незначительное превышение длиной импульса плазменной длины волны не приводило к развитию лазерно-плазменных неустойчивостей. Сформировавшаяся лазерно-плазменная структура в виде плазменной волны с лазерным драйвером хотя и меняла свою форму, но распространялась на расстояния, значительное превышающие рэлеевскую длину, демонстрируя режим, близкий к самозахвату лазерного импульса. Кроме того, рассматриваемая плотность плазмы оказалась выше порога самоинжекции электронов, поэтому при распространении лазерного импульса внутри мишени пучок частиц с суммарным зарядом 10 пКл самоинжектировался в область ускоряющего поля плазменной полости. Такой пучок электронов можно увидеть справа на рис. 1 внутри первой плазменной каверны. В итоге, при ускорении частиц формировался квазимоноэнергетичный спектр с максимумом при $\simeq 145$ МэВ (см. рис. 2), а конверсия энергии лазерного импульса в энергию ускоренных частиц составила $\simeq 0.1$ %.

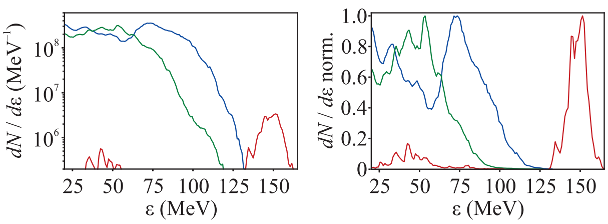


Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектры электронов, ускоренных в плазменных мишенях при распространении лазерных импульсов различной длительности, в логарифмическом (слева) и линейном масштабах (справа) для следующих лазерно-плазменных параметров: $\tau = 40$ фс и $n_e = 0.006n_c$ (красный), $\tau = 40$ фс и $n_e = 0.033n_c$ (зеленый), $\tau = 10$ фс и $n_e = 0.067n_c$ (синий)

Увеличения конверсии энергии лазерного импульса в энергию ускоренных электронов, а также увеличения суммарного их заряда можно добиться путем дальнейшего увеличения плотности плазмы. Соответственно, были проведены расчеты по распространению лазерного импульса в плазме плотностью $0.033n_{cr}$ с соответствующим уменьшением диаметра фокального пятна (см. табл. 1). В этом случае длина лазерного импульса существенно превышала длину плазменной волны и изначально сформированная структура в виде плазменного канала, захлопывающегося за лазерным импульсом, в процессе распространения в мишени разбивалась на плазменные полости, заполненные лазерным импульсом (см. рис. 3). При наблюдавшейся самомодуляции лазерного импульса задние плазменные полости оказались неустойчивыми. После прохождения лазерного импульса расстояния $\simeq 250$ мкм, приводящего к значительному его истощению, лазерно-плазменная структура вырождалась в одиночную плазменную каверну с оставшимся лазерным светом в ее головной части, типа так называемого “баббла” [3]. Кроме того, к этому времени также часть энергии лазерного импульса

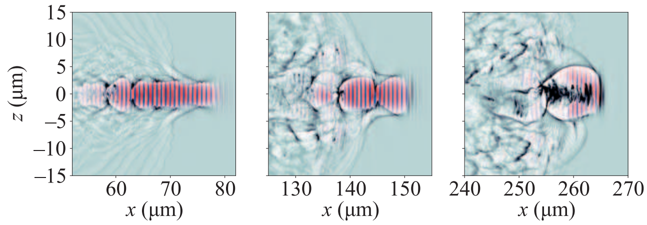


Рис. 3. (Цветной онлайн) Динамика лазерно-плазменной структуры при распространении лазерного импульса длительностью $\tau = 40$ фс в плазменной мишени с $n_e = 0.033n_c$. Панели соответствуют моментам времени: 350 фс (левая), 600 фс (центральная) и 1000 фс (правая). Положение левой границы мишени $x = 30$ мкм

из задних полостей рассеивалась в поперечном направлении.

В последнем случае суммарный заряд ускоренных электронов с энергиями, превышающими 20 МэВ, достиг достаточно высокого значения, $\approx 2$ нКл. Спектр электронов стал иметь платообразную форму в логарифмическом масштабе, что показано на рис. 2. Схожие платообразные спектры нами наблюдались для более мощных лазерных импульсов при исследовании РСЗ в плазме околокритической плотности в случае его оптимизации по заряду высокоэнергетичных частиц [30]. Кроме того, аналогичный переход от моноэнергетичного спектра к платообразному при повышении плотности плазмы обсуждался и в экспериментальной работе, посвященной лазерным импульсам с энергиями и длительностями, близкими к рассматриваемым в настоящей работе [31]. Из рисунка 2 видно, что энергия отсечки спектра $\varepsilon_{\max}$, определяемая по уровню $10^{-1}$ от максимума, равнялась примерно 90 МэВ, в то время как средняя энергия частиц с энергиями от 20 МэВ оказалась равной 55 МэВ. Таким образом, в менее плотной плазме энергии частиц были выше, однако за счет увеличения их полного заряда на 2 порядка, в более плотной плазме, коэффициент конверсии лазерной энергии вырос до 12 %.

Хотя с увеличением плотности плазмы произошло увеличение коэффициента конверсии в высокоэнергетичные частицы, неустойчивости, возникающие в процессе распространения длинного импульса ($c\tau > \lambda_p$) в плазме, приводили к дополнительным потерям его энергии. Развитие таких неустойчивостей можно избежать при использовании более коротких лазерных импульсов, которые могут быть получены на фемтосекундных лазерных установках при помощи метода CafCA практически без потери лазерной энергии [1]. В недавней работе [24] было показано, что такой подход позволяет получать длительности вплоть до 10 фс, что и было взято за основу ниже проведенного исследования.

Нами были проведены расчеты для 10 фс лазерного импульса с такой же энергией, что и у рассмотренных выше 40 фс импульсов. Это обеспечило увеличение мощности излучения в 4 раза, до 80 ТВт, и, как следствие, увеличение безразмерной амплитуды поля в 2 раза, что позволило использовать еще более плотную плазменную мишень с концентрацией электронов $0.067n_c$, но уже с выполнением неравенства $c\tau \leq \lambda_p$. На рисунке 4 показана

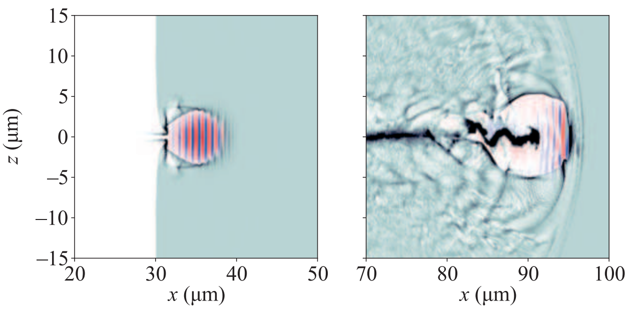


Рис. 4. (Цветной онлайн) Динамика лазерно-плазменной структуры при распространении лазерного импульса длительностью $\tau = 10$ фс в плазменной мишени с $n_e = 0.067n_c$. Панели соответствуют моментам времени: 150 фс (левая) и 350 фс (правая). Положение левой границы мишени $x = 30$ мкм

динамика распространения образовавшейся лазерно-плазменной структуры в виде уединенной плазменной полости. Она первоначально полностью заполнена лазерным импульсом и квазистационарным образом подстраивается под самосогласованный поперечный размер. С точки зрения изучаемой сложной динамической системы режим самозахвата проявляется как аттрактор, соответствующий устойчивому солитонному образованию: лазерно-плазменная каверна. К такому аттрактору притягиваются такие исходные состояния, параметры которых приблизительно удовлетворяют оценочному условию согласования (1), в котором хотя и фигурируют характерные значения поперечного размера каверны, плотности плазмы, лазерного поля, но последние сами меняются в процессе формирования солитонной структуры. Однако свойство устойчивости солитонного решения не приводит к его качественному видоизменению при эволюции по мере распространения, демонстрируя лишь некоторые количественные изменения в форме солитона, в частности поперечное квацистационарное разбухание каверны примерно в 1.5 раза (см. рис. 4). Такое разбухание уже наблюдалось ранее [8, 32]. Распространение лазерного импульса внутри мишени сопровождалось "затеканием" с задней границы полости большого заряда электронов, который потом ускорялся продольным полем каверны. В проведенных расчетах заряд частиц, ускоренных до энергий, превышающих 20 МэВ, оказался равным $\approx 3$ нКл, что существенно превышает результат, полученный для лазерного импульса длительностью 40 фс. Кроме того, коэффициент конверсии энергии лазерного импульса в энергию таких частиц увеличился до $\approx 23.5$ %, что сопровождалось ростом как средней, так и максимальной энергии частиц (см. табл. 1 и рис. 2). С учетом того, что в методе CafCA при укорочении лазерного импульса потери энергии при трансформации незначительны [26], то согласно полученным нами результатам применение этого метода обеспечит наиболее эффективную генерацию высокоэнергетичных электронов. Это обосновывает целесообразность проведения соответствующего эксперимента.

Как видно из расчетов, устойчивое распространение лазерного импульса релятивистской интенсивности реализуется, когда условие $c\tau \lesssim \lambda_p$ выполнено, что не позволяет развиться неустойчивостям, и когда дифракционная расходимость скомпенсирована релятивистской самофокусировкой, т.е. выполнено условие $a_0 \gg 1$ и условие (1). В этом случае выполняется неравенство $c\tau \lesssim R$ и неравенство $\sqrt{W_L^*/R^2 c\tau} \gg 1$, где $W_L^* = a_0^2 R^2 c\tau$ – нормированная энергия лазерного импульса. Из чего следует, что $\sqrt{W_L^*/(c\tau)^3} \gg 1$, т.е. для заданной энергии лазерного импульса существует наибольшая длительность, при которой РСЗ-режим распространения возможен. Серия численных моделирований показала, что для лазерного импульса с энергией 0.85 Дж длительность 40 фс отвечает границе выполнимости данного условия, поэтому для более длинных лазерных импульсов режим распространения без неустойчивостей, рассматриваемый в данной статье, оказывается не реализуем.

**3. Выводы.** В настоящей работе было проведено исследование ускорения электронов при распространении лазерного импульса мультитераваттного уровня мощности в режиме РСЗ. Было показано, что для лазерного импульса с энергией 0.85 Дж длительность импульса 40 фс оказывается предельной для его распространения в режиме РСЗ без развития лазерно-плазменных неустойчивостей. При прохождении такого импульса через малоплотную мишень формировался 10 пКл пучок электронов с коэффициентом конверсии 0.01 % от лазерной энергии. В значительно более плотной мишени, хотя и развивались лазерно-плазменные неустойчивости, полный заряд ускоренных электронов выростал до 2 нКл, а коэффициент конверсии – до 12 %. Однако, наибольшую эффективность по величине конверсии и полному заряду ускоренных частиц демонстрирует режим РСЗ в плотной газовой плазме, который достигается укорочением лазерного импульса. В работе, на примере параметров лазерной установки "Мультитера" было показано, что посткомпрессия лазерного импульса до 10 фс может довести полный электронный заряд и коэффициент трансформации до значений 3 нКл и 23 %, соответственно.

Проведенное исследование намечает путь к созданию эффективного лазерного ускорителя электронов на установке "Мультитера". При этом важная роль должна принадлежать внедрению методики CafCA ("сжатие после сжатия"), позволяющий существенно расширить прикладной потенциал лазерной системы.

Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики (проект "Физика высоких плотностей энергии. Этап 2023-2025"). О. Е. Вайс выражает благодарность Фонду развития теоретической физики и математики "Базис" (грант # 22-1-3-28-1).

---

1. E. A. Khazanov, S. Yu. Mironov, and G. Mourou, Phys.-Uspekhi **62**, 1096 (2019).
2. T. Tajima and J. M. Dawson, Phys. Rev. Lett. **43**, 267 (1979).
3. A. Pukhov and J. Meyer-ter-Vehn, Appl. Phys. B **74**, 355 (2002).
4. H. T. Kim, K. H. Pae, H. J. Cha, I. J. Kim, T. J. Yu, J. H. Sung, S. K. Lee, T. M. Jeong, and J. Lee, Phys. Rev. Lett. **111**, 165002 (2013).
5. W. P. Leemans, A. J. Gonsalves, H.-S. Mao, K. Nakamura, C. Benedetti, C. B. Schroeder, Cs. Tóth, J. Daniels, D. E. Mittelberger, S. S. Bulanov, J.-L. Vay, C. G. R. Geddes, and E. Esarey, Phys. Rev. Lett. **113**, 245002 (2014).
6. A. J. Gonsalves, K. Nakamura, J. Daniels et al. (Collaboration), Phys. Rev. Lett. **122**, 084801 (2019).
7. V. Yu. Bychenkov, M. G. Lobok, V. F. Kovalev, and A. V. Brantov, Plasma Phys. Control. Fusion **61**, 124004 (2019).
8. M. G. Lobok, A. V. Brantov, and V. Yu. Bychenkov, Phys. Plasmas **26**, 123107 (2019).
9. V. F. Kovalev and V. Yu. Bychenkov, Phys. Rev. E **99**, 043201 (2019).
10. V. Yu. Bychenkov and V. F. Kovalev, Radiophys. Quantum Electron. **63**, 742 (2021).
11. S. V. Bulanov, F. Pegoraro, and A. M. Pukhov, Phys. Rev. Lett. **74**, 710 (1995).
12. В. И. Таланов, Известия ВУЗов. Радиофизика **7**, 564 (1964).
13. R. Y. Chiao, E. Garmire, and C. Townes, Phys. Rev. Lett. **13**, 479 (1964).
14. С. А. Ахманов, А. П. Сухоруков, Р. В. Хохлов, ЖЭТФ **50**, 1537 (1966).
15. A. B. Borisov, A. V. Borovskiy, O. B. Shiryaev, V. V. Korobkin, A. M. Prokhorov, J. C. Solem, T. S. Luk, K. Boyer, and C. K. Rhodes, Phys. Rev. A **45**, 5830 (1992).
16. А. Комашко, С. Мушер, С. Турицын et al. (Collaboration), Письма в ЖЭТФ **62**, 849 (1995).
17. В. Ю. Быченков, М. Г. Лобок, Письма в ЖЭТФ **114**, 650 (2021).
18. G. Mourou, S. Mironov, E. Khazanov, and A. Sergeev, Eur. Phys. J. Spec. Top. **223**, 1181 (2014).
19. S. Yu. Mironov, S. Fourmaux, P. Lassonde, V. N. Ginzburg, S. Payeur, J.-C. Kieffer, E. A. Khazanov, and G. Mourou, Appl. Phys. Lett. **116**, 241101 (2020).
20. S. Mironov, P. Lassonde, J.-C. Kieffer, E. Khazanov, and G. Mourou, Eur. Phys. J. Spec. Top. **223**, 1175 (2014).
21. Ph. Lassonde, S. Mironov, S. Fourmaux, S. Payeur, E. Khazanov, A. Sergeev, J.-C. Kieffer, and G. Mourou, Laser Phys. Lett. **13**, 075401 (2016).
22. S. Yu. Mironov, V. N. Ginzburg, I. V. Yakovlev, A. A. Kochetkov, A. A. Shaykin, E. A. Khazanov, and G. A. Mourou, Quantum Electron. **47**, 614 (2017).
23. V. Ginzburg, I. Yakovlev, A. Kochetkov, A. Kuzmin, S. Mironov, I. Shaikin, A. Shaykin, E. Khazanov, Opt. Express **29**, 28297 (2021).
24. A. Shaykin, V. Ginzburg, I. Yakovlev, A. Kochetkov, A. Kuzmin, S. Mironov, I. Shaikin, S. Stukachev, V. Lozhkarev, A. Prokhorov, and E. Khazanov, High Power Laser Sci. Eng. **9**, E54 (2021).
25. A. Soloviev, A. Kotov, M. Martyanov et al. (Collaboration), Opt. Express **30**, 40584 (2022).
26. V. Ginzburg, I. Yakovlev, A. Zuev, A. Korobeynikova, A. Kochetkov, A. Kuzmin, S. Mironov, A. Shaykin, I. Shaikin, E. Khazanov, and G. Mourou, Phys. Rev. A **101**, 013829 (2020).
27. C. Nieter, J. R. Cary, J. Comput. Phys. **196**, 448 (2004).
28. E. Esarey, C. B. Schroeder, W. P. Leemans, Rev. Mod. Phys. **81**, 1229 (2009).
29. S. P. D. Mangles, G. Genoud, M. S. Bloom, M. Burza, Z. Najmudin, A. Persson, K. Svensson, A. G. R. Thomas, and C.-G. Wahlström, Phys. Rev. ST Accel. Beams **15**, 011302 (2012).
30. M. G. Lobok, A. V. Brantov, D. A. Gozhev, and V. Yu. Bychenkov, Plasma Phys. Control. Fusion **60**, 084010 (2018).
31. J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov, S. Kiselev, S. Gordienko, E. Lefebvre, J.-P. Rousseau, F. Burgy, and V. Malka, Nature **431**, 541 (2004).
32. A. Pukhov, S. Gordienko, S. Kiselev, and I. Kostyukov, Plasma Phys. Control. Fusion **46**, B179 (2004).