Письма в ЖЭТФ, том 121, вып. 7, с. 536 – 543 © 2025 г. 10 апреля

Лазерное ускорение электронов: “лазерная пуля” или “пузырь”?

В. Ю. Быченков[+*], *А. Х. Кастильо*[+×], *С. Г. Бочкарев*[+*1)], *М. Г. Лобок*[+*]

[+]*Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, 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*

[×]*Российский университет дружбы народов, 117198 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 27 января 2025 г.
После переработки 22 февраля 2025 г.
Принята к публикации 22 февраля 2025 г.

Наиболее эффективный механизм лазерного ускорения электронов – релятивистский самозахват мощного импульса света, позволяющий достичь предельных значений заряда высокоэнергетичных сгустков частиц и коэффициента конверсии, может быть реализован в характерных режимах, “лазерная пуля” и “пузырь”. Для количественного сравнения эффективности последних требуется проведение численного трехмерного моделирования. Такое моделирование проведено для релятивистски интенсивных ультракоротких импульсов джоульной энергии. Полученные результаты свидетельствуют о более высоком выходе высокоэнергетичных электронов, интересных для радиационно-ядерных приложений (15–30 МэВ), ускоряемых в режиме “лазерная пуля”.

DOI: 10.31857/S0370274X25040033, EDN: PMOUSD

1. Введение. Еще с 1960-х гг. XX в. хорошо известно волноводное проникновение лазерного пучка в нелинейную среду, получившее название самозахвата излучения [1–3]. В модели нелинейного уравнения Шредингера (НУШ) самозахват описывается решением солитонного типа в поперечном, по отношению к оси пучка, направлении и характеризуется определенным согласованием поперечного размера пучка с плотностью плазмы и его интенсивностью. С появлением мощных лазеров, способных создавать импульсы ультрарелятивистской интенсивности, было обнаружено такое же волноводное распространение в релятивистски нелинейной плазме при условии согласования поперечного размера (D) возникающей лазерно-плазменной структуры (каверны) с амплитудой лазерного поля (E_0) и плотностью плазмы (n_e). Последовательный теоретический вывод такого условия появился только сейчас [4]. Из-за подобия случаю нерелятивистской нелинейности плазмы [1–3] и первоначально качественному обоснованию условия лазер-плазменного согласования такой механизм распространения излучения в релятивистски нелинейной плазме был назван релятивистским самозахватом (РСЗ) лазерного импульса [5, 6].

К настоящему времени можно констатировать, что РСЗ давно наблюдается в трехмерном численном моделировании [5–11] и экспериментально [11–15], хотя, как физическое явление, не идентифицировался как РСЗ. При этом, с той или иной степенью точности, возник консенсус относительно скейлинга, отвечающего условию согласования: $D \propto \sqrt{E_0/n_e}$. РСЗ наиболее интересен для достаточно плотной плазмы, электронная плотность которой составляет существенную долю от критической плотности (n_c), когда удается ускорять достаточно большое число электронов. Он возникает для достаточно сильно сфокусированных и коротких лазерных импульсов, поскольку в отличие от нерелятивистского случая слабых лазерных импульсов [1–3], он сильно подвержен как поперечной филаментационной неустойчивости, так и продольной модуляционной неустойчивости. Устойчивое распространение лазерного импульса при РСЗ может происходить, если длина импульса, $c\tau$ (τ – длительность импульса), не превосходит ширину каверны, $c\tau \lesssim D$. При этом показательными реализациями РСЗ служат так называемые режим “пузырь” (англ. *bubble*), $c\tau \ll D$, и режим “лазерная пуля”, $c\tau \approx D$. Они были обнаружены в трехмерном численном моделировании методом “частица в ячейке” (англ. *particle in cell* – PIC), режим пузыря – в работе [7], а режим лазерной пули – в работе [5]. Сейчас РСЗ как способ, обеспечивающий эффективное ускорение электронов, находится в стадии широкомасштабных исследований. Недавние работы [16–18] подтверждают соответствие полу-

[1)]e-mail: bochkarevsg@lebedev.ru

ченных результатов выявленным в [6, 19] свойствам РСЗ, демонстрируя расширяющийся устойчивый интерес, прежде всего благодаря перспективности для различных радиационно-ядерных приложений (см., например, обзор [20]).

РСЗ лазерного света, как сильнонелинейный механизм распространения импульса с формированием уединенной лазерно-плазменной структуры, качественно отличается от кильватерного ускорения возбуждаемой плазменной волной [21]. Кильватерное ускорение является широкораспространенным методом ускорения электронов до экстремально высоких энергий в достаточно разреженной плазме, с электронной плотностью, много меньшей критической плотности. Однако, невысокая плотность плазмы не позволяет получить полный заряд ускоренного сгустка электронов, представляющий практический интерес, например, для создания компактных источников гамма-излучения и ядерных продуктов фотоядерных реакций. В классическом режиме кильватерного ускорения заряд ускоренных электронов типично оказывается на уровне, заметно меньшем 1 нКл, что и сдерживает его применение для таких приложений. Использование плотной плазмы требует полного понимания реализации в ней устойчивого распространения мощного лазерного импульса для достижения мульти-нКл уровня заряда ускоренного сгустка высокоэнергетичных электронов, с характерной энергией порядка сотни/сотен МэВ. Для уже имеющихся коммерческих лазеров мощностью от сотни ТВт до суб-ПВт этому требованию уже удовлетворяют характеристики электронов, которые могли бы достигаться с использованием РСЗ.

Как отмечено выше, РСЗ может быть реализован в двух режимах: “лазерной пули” и “пузыря”. В этой связи естественно возникает важный вопрос сравнения их эффективностей. Важным управляющим параметром для обоих режимов служит длительность лазерного импульса. Ее уменьшение оказывается возможным с использованием недавно апробированного способа CafCA (англ. *Compression after Compression Approach*) [22], причем лишь с небольшими потерями энергии импульса. Соответствующее укорочение импульса увеличивает его интенсивность и делает возможным использовать механизм РСЗ для более плотной мишени, позволяя повысить эффективность ускорения электронов [19, 23]. В настоящей работе на основе проведенных трехмерных PIC расчетов сравниваются эффективности лазерного ускорения электронов при одной и той же энергии импульса в двух предельных случаях: лазерной пули и пузыря. Здесь мы сравниваем характеристики лазерной пули и пузыря при одной и той же длительности лазерного импульса для следующего набора длительностей: 6, 10, 15 и 20 фс. Целью такого исследования является выявления режима максимально эффективного для проведения целенаправленных, проблемно-ориентированных экспериментов с использованием электронов высоких энергий, ускоряемых ультракороткими лазерными импульсами релятивистской интенсивности.

2. РСЗ лазерного импульса. В настоящее время отсутствует теория, описывающая самофокусировку в релятивистской плазме в виде самозахвата электромагнитного импульса конечной длительности. Наиболее близкий подход отвечает стационарному волноводному решению для лазерного пучка, описываемому НУШ с учетом релятивистской нелинейности массы электрона и вытеснения электронов световым давлением, принятого называть электронной кавитацией [4, 24]. Согласно [4] в ультрарелятивистском пределе, $a_0 \gg 1$, каналированное решение НУШ отвечает следующему РСЗ-условию согласования диаметра плазменного канала, D, амплитуды лазерного поля и электронной плотности плазмы:

$$D = \alpha(c/\omega_p)\sqrt{a_0}\,, \tag{1}$$

где для циркулярно-поляризованного импульса имеем $\alpha \simeq 3.16$ [4], в то время как для лазерного импульса линейной поляризации $\alpha \simeq 2.66$. Здесь c – скорость света, $a_0 = eE_0/m_e c\omega$ – стандартная безразмерная амплитуда лазерного поля с частотой ω, а электронная плотность входит посредством плазменной частоты, ω_p. Безразмерная амплитуда лазерного поля связана с интенсивностью лазерного импульса соотношением $a_0 = 0.855 \times 10^{-9}\lambda\sqrt{I_L}$, где λ – лазерная длина волны в мкм, а интенсивность импульса I_L дается в Вт/см^2.

Формула (1) может быть также представлена в практически удобной форме, если выразить поперечный размер возникающей плазменной структуры через мощность лазерного импульса [4]:

$$D \approx 1.49\lambda(n_c/n_e)^{1/3}P_L^{1/6}\,, \tag{2}$$

где мощность лазерного импульса P_L измеряется в ТВт. Несмотря на то, что, строго говоря, условие согласования для РСЗ (1), (2) отвечает случаю стационарного лазерного пучка, оно приближенно совпадает с установленным в численном трехмерном PIC моделировании [8, 9, 11, 25] для реализации РСЗ. РСЗ лазерного импульса ультрарелятивистской интенсивности в прозрачной плазме характеризуется формированием движущейся с групповой скоростью свето-

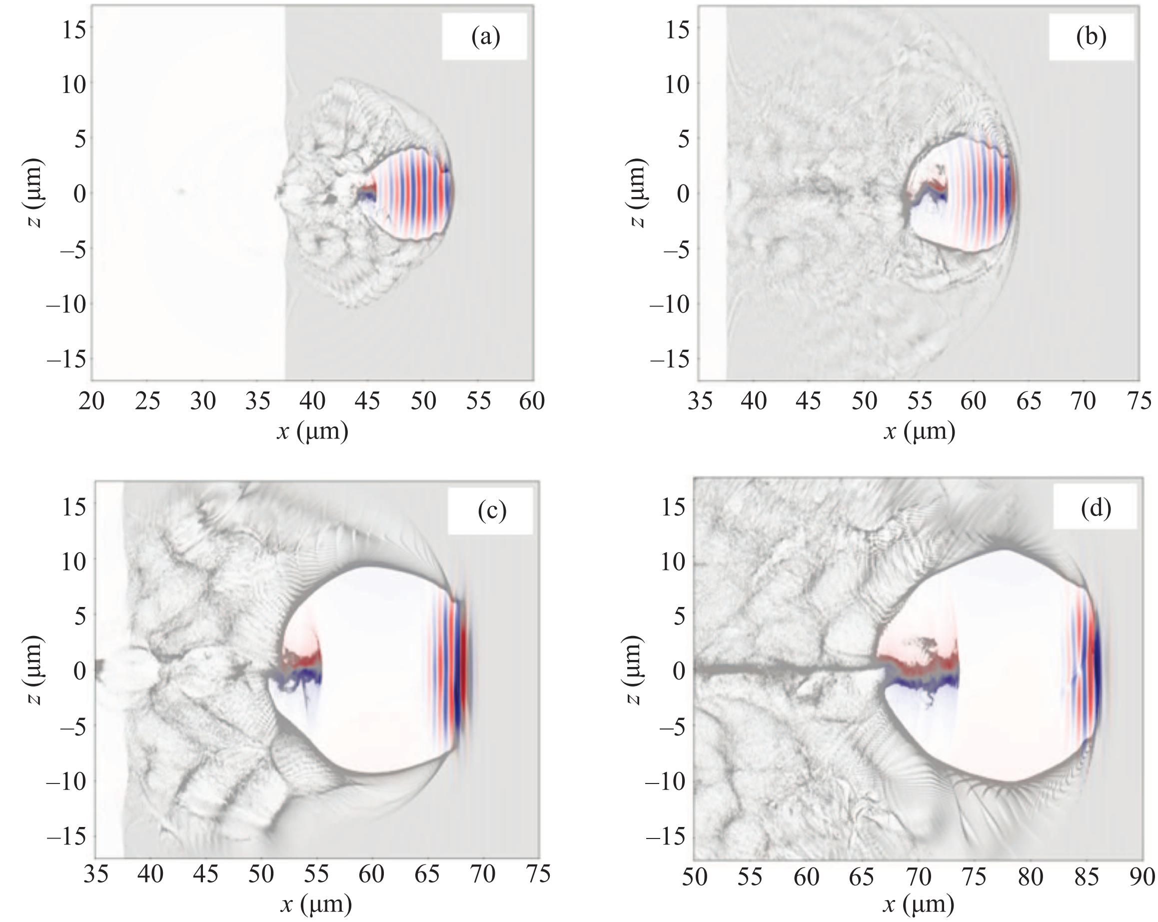

Рис. 1. (Цветной онлайн) Иллюстрация двух режимов РСЗ из PIC моделирования: $D \simeq c\tau$ – лазерной пули (a), (b), и $D \gg c\tau$ – пузыря (c), (d). Лазерное поле показано цветом, а плотность – в градации серого. Импульс движется слева направо

вой волны структуры солитонного типа в виде сферической каверны с диаметром (1), из которой давлением света полностью выдавлены электроны среды и которая заполнена лазерным полем, либо полностью (лазерная пуля [5]) либо частично (пузырь [7]).

Иллюстрацией таких двух структур для $c\tau \approx D$ и $c\tau \ll D$ служит рис. 1, на котором для одной и той же энергии джоульного уровня распространение лазерной пули вдоль x демонстрируется двумя кадрами сверху, а пузыря – двумя кадрами снизу. Отличительной чертой режима пузыря является заметно больший размер каверны и меньшая интенсивность захваченного света при той же энергии лазерного импульса и длительности по сравнению со случаем лазерной пули. Соотношение между ними и плотностью плазмы будет определять максимальные энергию и число лазерно-ускоренных электронов, а также величину конверсии энергии лазера в энергию электронов.

3. Оценки и скейлинги. Результаты численного моделирования [7, 19] демонстрируют практически сферическую форму РСЗ-структуры, $D \simeq L$, где L – продольный размер каверны (см. рис. 1). Для режима пузыря такая форма имеет место по естественной причине. Это легко понять, учитывая, что выбрасываемые световым давлением переднего фронта импульса электроны обладают релятивистской энергией, так как $a_0 \gg 1$. Соответственно, за лазерным импульсом они со скоростью $\simeq c$ устремляются к оси под действием оголенного ионного заряда каверны. Характерное время нейтрализации заряда составляет $t \approx D/c$. За это время, лазерный импульс, тоже распространяющийся со скоростью $\simeq c$, смещается вперед на расстояние $L \simeq ct \simeq D$. Это и обуславливает близкую к сферической форму, $L \simeq D$, положительно заряженной плазменной каверны позади импульса. В случае лазерной пули ограничение сверху ее продольного размера, $L = c\tau \approx D$, обусловлено условием отсутствия самомодуляции лазерного импульса, подавление которой возможно при $c\tau \lesssim \lambda_p$, где λ_p – релятивистская плазменная длина волны $\lambda_p/\sqrt{\gamma} \sim 2\pi c/\omega_p$ ($\gamma \simeq a_0/\sqrt{2}$). При этом достигается устойчивое каналированное и протяженное распространение света, необходимое для эффективного ускорения электронов. С учетом (1) приходим к условию сферичности каверны $L \approx D$.

Таким образом, для РСЗ лазерного импульса имеет место самосогласованная связь параметров каверны, амплитуды лазерного поля и плотности плазмы:

$$D \sim \frac{c}{\omega}\sqrt{a_0\frac{n_c}{n_e}} \sim c\tau \quad \longrightarrow \text{лазерная пуля}\,, \tag{3}$$

$$D \sim \frac{c}{\omega}\sqrt{a_0\frac{n_c}{n_e}} \gg c\tau \quad \longrightarrow \text{пузырь}\,.$$

При этом две качественно различные ситуации отвечают полному заполнению каверны светом, $c\tau \simeq D$ (лазерная пуля), или только ее малой передней части, $c\tau \ll D$ (пузырь), что конечно не исключает и промежуточные случаи, $c\tau \lesssim D$.

Рассматривая ускорение электронов в таких двух случаях, исходим из одной и той же (заданной) энергии лазерного импульса,

$$W_L \sim a_0^2 n_c m_e c^3 \tau D^2 = \text{const}\,. \tag{4}$$

Характерный набор энергии электроном, ε_e, попадающим в каверну в результате самоинжекции и ускоряющимся ее электрическим полем, $E_x \sim (m_e c^2/e) \times (\omega_p/c)^2 D \propto n_e D$, определяется как $\varepsilon_e \sim eE_x l_{dpl}$. Пренебрежением вкладом лазерного поля в ускорение частиц является приближенно допустимым, поскольку количественно не влияет на их характерную энергию в режиме лазерной пули [26]. Здесь l_{dpl} – характерная длина, на которой происходит истощение лазерного импульса (длина ускорения) за счет генерации электростатического поля каверны и пондеромоторного сгребания электронов среды лазерным фронтом. Оценка этой длины дается выражением [9, 25]

$$l_{dpl} \sim a_0 c\tau (n_c/n_e) \tag{5}$$

и, соответственно, имеем

$$\varepsilon_e \sim m_e \omega^2 D c\tau a_0\,. \tag{6}$$

В соответствии с работами [8, 27, 28] полагаем, что число самоинжектируемых в каверну электронов, N_e, пропорционально полному заряду каверны и в качестве оценки сверху можно принять $N_e \lesssim n_e D^3$. Тогда для характерной полной энергии ускоренного сгустка электронов, W_e, находим

$$W_e \sim N_e \varepsilon_e \lesssim m_e \omega^2 n_e D^4 a_0 c\tau \sim W_L\,. \tag{7}$$

При получении (7) учтено условие РСЗ-согласования (3), причем из полученной оценки фактически следует отсутствие зависимости величины W_e от длительности импульса для заданной энергии лазера. Таким образом, оценка (7) и, соответственно, коэффициент конверсии $\eta = W_e/W_L$ оказываются по порядку величины одинаковыми для режимов: лазерная пуля и пузырь. Также, оценка (7) свидетельствует о возможности достижения высокого ($W_e \sim W_L$) коэффициента конверсии в обоих режимах, на уровне десятков процентов. Установления же количественного различия в коэффициентах конверсии для лазерной пули и пузыря в таком оценочном подходе достигнуто быть не может. Это требует получения полных сведений об энергетических распределениях электронов для каждого из режимов, что обуславливает необходимость проведения количественного численного моделирования, результаты которого представлены в следующем разделе. Отметим, что приведенные здесь оценки не могут претендовать на количественный результат, но они позволяют качественно представить тенденции поведения характеристик ускоренных электронов при РСЗ с изменением лазерно- плазменных параметров.

4. Численное моделирование. Трехмерное численное PIC моделирование проводились с использованием метода бегущего окна. При этом для всех расчетов использовалась одна и также энергия лазерного импульса $W_L = 2.2$ Дж с вариацией его длительности, $\tau = 6$, 10, 15, 20 фс. Такие длительности в настоящее время вполне достижимы для лазеров Дж уровня энергий, за исключением, быть может, длительности $\tau = 6$ фс, которая, вероятно, сможет быть достигнута в ближайшее время. Электронная плотность плазмы и размер (FWHM-диаметр) лазерного фокального пятна, D_0, варьировались в пределах $n_e/n_c = 0.005 - 0.35$ и $D_0/\lambda = 2{-}20$ соответственно, чтобы реализовать РСЗ с максимальным выходом высокоэнергетичных (>50 МэВ) частиц. При этом раннее уже было установлено, что для выхода на самосогласованный размер (2) исходный размер D_0 должен быть примерно в 1.5 раза меньше (см., например, [25, 23]). Для определенности, лазерная длина волны была выбрана равной 1 мкм, а ионная компонента среды соответствовала полностью ионизованному He. Лазерный импульс линейно поляризован вдоль оси Z. Продольный (X) и поперечный (Y, Z) размер расчетной области варьировался в диапазоне значений $80\lambda \le X \le 110\lambda$, $50\lambda \le Y = Z \le 110\lambda$ в зависимости от лазер-плазменных параметров, причем для выполнения расчетов в режиме пузыря, как правило, требовалась расчетная область большего размера. Пространственное разрешение составляло $\lambda/25, \lambda/10, \lambda/10$ в направлениях x, y, z. Один расчет с использованием HPC (*high-performance computing*) кластера длился от 1 до 5 дней на 1500 ядрах. Расчет останавливался после того, как фиксировалось достижение максимального значения заряда ускоренного сгустка электронов, в качестве которого для определенности выбирался полный заряд электронов с энергиями, превосходящими 30 МэВ. Это определяло характерную длину ускорения (толщину мишени), l_{dpl}, т.е. оптимальную толщину мишени, правильный выбор которой является необходимым требованием, налагаемым на эксперимент с начала исследований по лазерному кильватерному ускорению электронов. Значения исходных лазерно-плазменных параметров и достигнутых характеристик ускоренных сгустков представлены в табл. 1.

Таблица 1. Характеристики ускоренных электронов для двух режимов РСЗ

Параметр/тип	Лазерная пуля				Пузырь			
a_0	74	42	34	27	25	10	6.7	4.0
τ, фс	6	10	15	20	6	10	15	20
D_0/λ	2.0	2.8	2.8	3.0	6	11.5	14.0	20
n_e/n_c	0.20	0.15	0.12	0.09	0.04	0.01	0.006	0.005
Q_{15}, нКл	13.0	11.8	11.0	10.2	11.5	8.3	5.6	5.1
Q_{30}, нКл	11.5	10.9	9.8	9.6	10.7	7.5	5.1	5.0
Q_{100}, нКл	3.0	5.7	4.9	4.9	5.0	5.5	4.6	3.4
l_{dlp}/λ	70	120	160	180	130	600	1200	2700
η_{15}, %	44	51	47	45	48	57	7	38
η_{30}, %	42	50	46	43	47	56	47	37
η_{100}, %	32	37	33	35	37	49	43	32

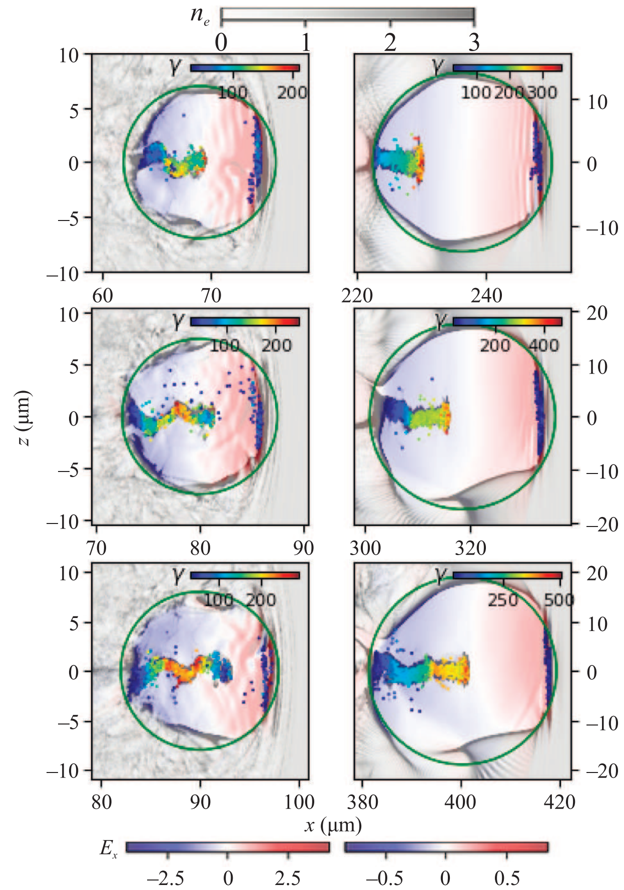

Рис. 2. (Цветной онлайн) Динамика (сверху-вниз) РСЗ-каверны и формирования электронного сгустка для лазерной пули (левый ряд) и пузыря (правый ряд)

На примере 10 фс импульса динамика частиц и эволюция лазерно-плазменной РСЗ-структуры иллюстрируются рис. 2 кадрами, которые сверху-вниз демонстрируют ускорение электронного сгустка во времени по мере движения каверны в направлении x в режимах лазерной пули (слева) и пузыря (справа). Кадры представлены для сечений каверны в поперечной плоскости XZ. Искусственно нанесенные окружности (зеленым цветом) демонстрируют устойчивую сферичность формы ускоряющей структуры в соответствии с объяснением в разделе 3. Самоинжектируемые в нее электроны сосредотачиваются в области, прилегающей к оси (цветная струя), и ускоряются до высоких энергий > 100 МэВ (см. цветную шкалу для γ-фактора электронов около каждой каверны). На рисунке 2 распределение продольной компоненты электрического поля (E_x в единицах $m_e c\omega/e$) дано в сине-розовых тонах (синий – ускоряющее поле, розовый – тормозящее поле) с цветовой шкалой, показанной снизу, а электронная плотность среды в единицах заданной плотности мишени – в градациях серого со шкалой сверху.

Представленные на рис. 2 кадры относятся к моментам времени, когда импульс прошел как минимум несколько длин Рэлея. Видно, что к этому времени сформировавшийся электронный сгусток в виде струи уже является ультра-релятивистским ($\varepsilon_e > 30$ МэВ) и содержит широкий спектр по энергии. По мере распространения лазерно-плазменной каверны происходит монотонное накопление заряда сгустка высокоэнергетичных частиц. Из рисунка 2 видно также (ср. фронтальные области сгустков), что если в режиме лазерной пули максимальный заряд достигается, когда фронт сгустка уже тормозиться электростатическим полем передней половины каверны, то в режиме пузыря это происходит до перехода в стадию торможения, как в классическом случае кильватерного ускорения.

Энергетические спектры электронов представлены на рис. 3 для моментов времени, отвечающих до-

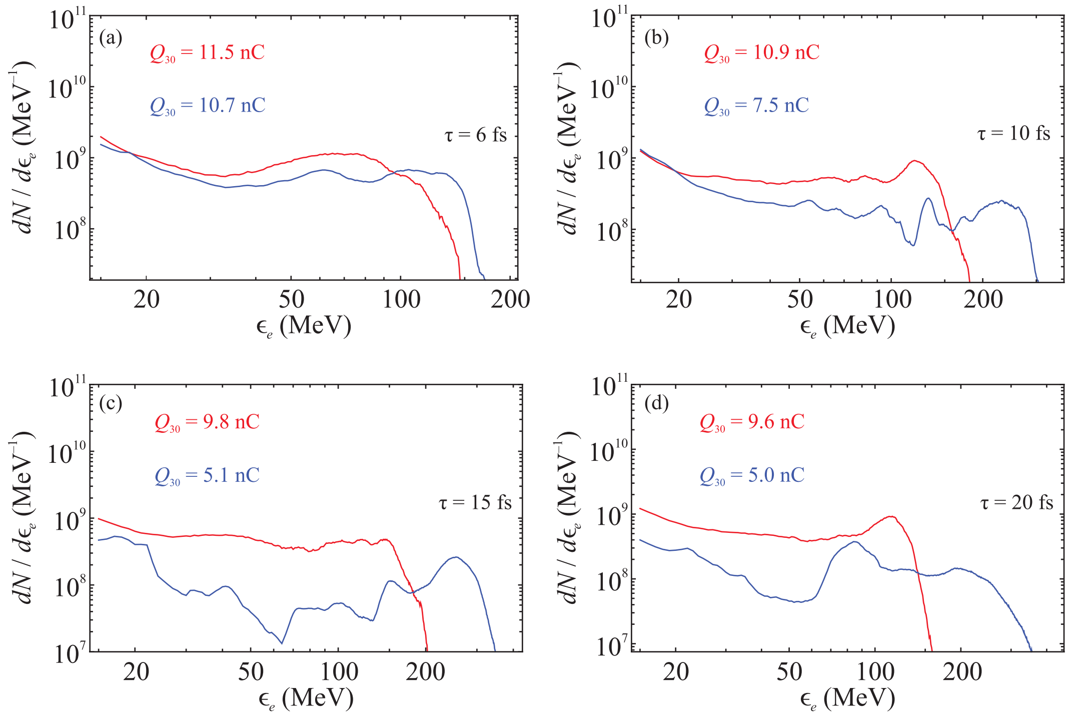

Рис. 3. (Цветной онлайн) Спектры электронов (a)–(d) в расчетной области с энергией свыше 15 МэВ для двух режимов РСЗ, лазерной пули (красным) и пузыря (синим), в зависимости от длительности импульса

стижению каверной длины ускорения, l_{dpl}. Спектры характеризуются наличием широкой платообразной в логарифмическом масштабе области для всех случаев рассмотренных длительностей лазерного импульса, которая отвечает хорошо различаемому на рис. 2b-d диапазону энергий электронов сгустка в десятки МэВ. Именно это отражает эффект генерации высокого заряда высокоэнергетичных электронов при РСЗ. Отметим также формирование квазимоноэнергетического спектрального максимума, различаемого в линейном масштабе спектрального распределения. В отличие от режима лазерной пули, для которой квазимоноэнергетичность хотя и возникает, но невелика (видна в линейном масштабе на уровне в несколько десятков процентов [10]), в режиме пузыря последняя достаточно сильно выражена. Отметим, что универсальный платообразный вид спектра электронов, ускоряемых в режиме лазерной пули, в существенной мере отражает эффект стохастического набора энергии частицами благодаря сложной структуре ускоряющего поля, включающей как электростатическое поле каверны, так и лазерное поле внутри ее, что отмечалось еще в основополагающей работе по РСЗ [5]. Практически важной характеристикой лазерно-ускоренных электронов для радиационно-ядерных приложений является заряд ускоренного сгустка с энергией, превышающей 15–30 МэВ. Для таких энергий электронов получаемые из них гамма-кванты способны эффективно участвовать в фотоядерных реакциях и фоторасщеплениях благодаря гигантскому дипольному резонансу. По этой причине мы прежде всего интересовались зарядом ускоренных сгустков для таких энергий, Q_{15} и Q_{30}, где индекс показывает энергию отсечки снизу в МэВ при его вычислении. Для оценки вклада существенно более энергетичных частиц также вычислялся суммарный заряд тех электронов, энергия которых превышала 100 МэВ, Q_{100}.

Как видно из табл. 1 для обоих режимов, лазерной пули и пузыря, выход электронов с энергиями свыше 15–30 МэВ монотонно растет при увеличении мощности лазерного импульса, которая менялась с 110 до 150 ТВт и с 220 до 370 ТВт, соответственно, при уменьшении длительности лазерного импульса с 20 до 6 фс при соответствующем уменьшении размера фокального пятна. Однако в сравнении с режимом пузыря полный заряд электронов с энергиями свыше 15–30 МэВ для лазерной пули оказывается заметно выше, а для длительностей лазерного импульса $\gtrsim 15$ фс такой заряд для режима пузыря существенно падает. Это означает, что в сравнении с режимом лазерной пули использование режима пузыря для ускорения электронов мульти-Дж лазерными импульсами типичной длительности менее эффективно и требует их специального укорочения, что усложняет задачу ускорения. Заряд пучка высокоэнергетичных электронов монотонно меняется между максимальным (лазерная пуля) и минимальным (пузырь) значениями, что показывает наше моделирование в промежуточных случаях. Например, для 15 фс лазерного импульса, когда было выбрано $c\tau \approx D_0/2$ и лазерный импульс после вхождения в плазму занимал примерно половину длины каверны, в результате численного расчета (для оптимальной в этом случае плотности $0.04\, n_c$) полный заряд электронов с энергией свыше 30 МэВ составил 8 нКл. Это, согласно табл. 1, превышает результат для пузыря (5 нКл), но меньше, чем в случае лазерной пули (10 нКл).

Более высокое число высокоэнергетичных частиц для лазерной пули связано с улучшением захвата самоинжектируемых электронов благодаря полностью заполненной лазерным светом каверны, когда при впрыске электронов в ее заднюю часть лазерное поле ультрарелятивистской интенсивности способно практически мгновенно их ускорить до ультрарелятивистской энергии.

Отметим высокие коэффициенты лазерной конверсии (η) в высокоэнергетичные электроны для механизма РСЗ порядка 40–50 %, которые являются предельными для лазерных методов ускорения. При этом некоторое превосходство коэффициентов конверсии для режима пузыря достигается за счет генерации малой группы самых высокоэнергетических частиц, с энергиями $\gtrsim 100$ МэВ (см. рис. 3).

5. Заключение. Установление существования двух режимов РСЗ, лазерной пули и пузыря, перспективных для получения высокоэнергетичных сгустков электронов, требует ответа на вопрос, какой из них обладает преимуществом, включая аспект практического использования. Проведенное исследование отвечает на этот вопрос, например, применительно к задаче создания радиационно-ядерных источников на основе мощных лазеров фемтосекундной длительности. Для ее решения необходима максимизация выхода лазерно-ускоренных электронов с энергиями на уровне 30 МэВ при использовании импульсов необходимой джоульной энергии.

Оба рассмотренных режима в принципе способны обеспечить высокий заряд $\simeq 10$ нКл сгустка высокоэнергетичных электронов, который связан с платообразным видом их спектра. При этом вклад поперечных электромагнитных полей для режима лазерной пули сводится к формированию более выраженного спектрального плато за счет эффекта стохастизации движения электронов и повышения полного заряда электронного сгустка за счет улучшения инжекции. Конечная расходимость пучка электронов в режиме лазерной пули составляет 100–200 мрад – это несколько хуже, чем для случая пузыря, но не критично для радиационно-ядерных приложений, для которых важен именно полный заряд. Однако для режима пузыря это требует компрессии лазерного импульса в несколько фс, тогда как в режиме лазерной пули это реализуемо с использованием в несколько раз более длинных импульсов, доступных без специальной компрессии. С учетом усложнения метода лазерного ускорения электронов с включением процедуры компрессии импульса и неизбежных для нее (пусть и невысоких) потерь, выбор режима лазерной пули следует признать более оправданным. Вместе с тем не исключено, что для задач, требующих значительно более высоких энергий электронов, но допускающих их меньшее число, выбор может оказаться в пользу режима пузыря.

Проведенное исследование представляет интерес для РСЗ-экспериментов с использованием вполне доступных (коммерческих [29]) лазеров с мощностью $\gtrsim 100$ ТВт, включая возможность применения метода сжатия CafCA [22]. Такие эксперименты открывают возможности создания протипов лазерных источников для получения различных продуктов фотоядерных реакций, включая используемые в ядерной фармакологии, и электронных пучков для FLASH-терапии.

С. Г. Бочкарев благодарит О. Е. Вайс за обсуждение результатов работы.

Финансирование работы. Исследование выполнено при частичной поддержке научной программы Национального центра физики и математики (проект “Физика высоких плотностей энергии. Этап 2023–2025”). Работа также частично поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации в рамках Федеральной научно-технической программы развития синхротронных и нейтронных исследований и исследовательской инфраструктуры, этап 2025–2027 гг.

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

1. В. И. Таланов, Известия ВУЗов. Радиофизика **7**, 564 (1964).
2. R. Y. Chiao, E. Garmire, and C. Townes, Phys. Rev. Lett. **13**, 479 (1964).
3. С. А. Ахманов, А. П. Сухоруков, Р. В. Хохлов, ЖЭТФ **50**, 1537 (1966).

4. В. Ю. Быченков, В. Ф. Ковалев, Письма в ЖЭТФ **120**(5), 346 (2024).
5. M. G. Lobok, A. V. Brantov, D. A. Gozhev, and V. Yu. Bychenkov, Plasma Phys. Control. Fusion **60**, 084010 (2018).
6. V. Yu. Bychenkov, M. G. Lobok, V. F. Kovalev, and A. V. Brantov, Plasma Phys. Control. Fusion **61**, 124004 (2019).
7. A. Pukhov and J. Meyer-ter-Vehn, Appl. Phys. B: Lasers Opt. **74**, 355 (2002).
8. S. Gordienko and A. Pukhov, Physics of Plasmas **12**, 043109 (2005).
9. W. Lu, M. Tzoufras, C. Joshi, F. S. Tsung, W. B. Mori, J. Vieira, R. A. Fonseca, and L. O. Silva, Phys. Rev. ST Accel. Beams **10** 061301 (2007).
10. В. Ю. Быченков, М. Г. Лобок. Письма в ЖЭТФ **114**, 650 (2021).
11. K. Põder, J. C. Wood, N. C. Lopes et al. (Collaboration), Phys. Rev. Lett. **132**, 19500 (2024).
12. S. P. D. Mangles, C. D. Murphy, Z. Najmudin et al. (Collaboration), Nature **431**, 535 (2004).
13. C. G. R. Geddes, Cs. Toth, J. van Tilborg, E. Esarey, C. B. Schroeder, D. Bruhwiler, C. Nieter, J. Cary, and W. P. Leemans, Nature **431**, 538 (2004).
14. J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov, S. Kiselev, S. Gordienko, E. Lefebvre, J.-P. Rousseau, F. Burgy, and V. Malka, Nature **431**, 541 (2004).
15. S. P. D. Mangles, G. Genoud, M. S. Bloom, M. Burza, Z. Najmudin, A. Persson, K. Svensson, A. G. R. Thomas, and C.-G. Wahlstrom, Phys. Rev. ST Accel. Beams **15**, 011302 (2012).
16. J. Gótzfried, A. Döpp, M. F. Gilljohann, F. M. Foerster, H. Ding, S. Schindler, G. Schilling, A. Buck, L. Veisz and S. Karsch, Phys. Rev. X **10**, 041015 (2020).
17. R. Huang, L. Han, Y. Shou, D. Wang, T. Yu, J. Yu, and X. Yan, Opt. Lett. **48**, 819 (2023).
18. R. Babjak, L. Willingale, A. Arefiev, and M. Vranic, Phys. Rev. Lett.**132**, 125001 (2024).
19. O. E. Vais, M. G. Lobok, and V. Yu. Bychenkov, Phys. Rev. E **110**, N6, (2024).
20. В. Ю. Быченков, Квантовая электроника **54**, 265 (2024).
21. T. Tajima and J. M. Dawson, Phys. Rev. Lett. **43**, 267 (1979).
22. Е. А. Хазанов, С. Ю. Миронов, Ж. Муру, УФН **189**, 1173 (2019).
23. О. Е. Вайс, М. Г. Лобок, А. А. Соловьев, С. Ю. Миронов, Е. А. Хазанов, В. Ю. Быченков, Письма в ЖЭТФ **118**, 871 (2023).
24. A. Kim, M. Tushentsov, F. Cattani, D. Anderson, and M. Lisak, Phys. Rev E **65**, 036416 (2002).
25. M. G. Lobok, A. V. Brantov, and V. Yu. Bychenkov, Phys. Plasmas **26**, 123107 (2019).
26. http://link.aps.org/supplemental/10.1103/PhysRevE.104.L053201.
27. T. Katsouleas, S. Wilks, P. Chen, J. M. Dawson and J. J. Su, Particle Accelerators **22**, 81 (1987).
28. O. Jansen, T. Tückmantel, and A. Pukhov, Eur. Phys. J. Spec. Top. **223**, 1017 (2014).
29. https://amplitude-laser.com/products_category/femtosecond-lasers.