

PACS numbers: 41.75.Jv, 52.35.-g, 52.38.Kd  
 DOI: 10.3367/UFNr.0185.201501g.0089

## Плазменные методы ускорения электронов: современное состояние и перспективы

И.Ю. Костюков, А.М. Пухов

*Представлено краткое описание современного состояния плазменных методов ускорения электронов. Сформулированы принципы плазменного ускорения. Большое внимание уделено важнейшим экспериментальным результатам и теоретическим моделям. Приведено описание некоторых новых направлений в плазменных методах. Обсуждаются перспективы плазменных ускорителей и их использование в источниках электромагнитного излучения высокой яркости.*

**Ключевые слова:** плазменные методы ускорения, лазерный импульс, электронный пучок, самоинжекция

### 1. Введение

Ускорители заряженных частиц — одно из важнейших изобретений человечества в XX в. В настоящее время ускорители являются важнейшим инструментом в физике высоких энергий, позволяющим раздвинуть границы наших знаний о природе, в частности о структуре материи. Последним впечатляющим открытием, сделанным с помощью ускорителя, является экспериментальное обнаружение бозона Хиггса. Это открытие стало результатом работы большого коллектива исследователей на крупнейшем в мире ускорительном комплексе Европейской организации по ядерным исследованиям — ЦЕРН (CERN) [1]. Комплекс представляет собой гигантское сооружение, основу которого составляет кольцевой ускоритель с длиной окружности около 27 км. Следует отметить, что в процессе строительства и эксплуатации такого уникального сооружения были найдены решения важных научных и инженерных проблем, связанных с обработкой огромного потока данных, обеспечением необходимого уровня вакуума внутри ускорителя, разработкой детекторов частиц и т.д. Предполагается, что глобальный гипертекстовый проект, ныне известный как Всемирная паутина (World Wide Web — WWW), возник в 1989 г. в результате развития внутренней сети ЦЕРНа [2]. Таким образом, передовые ускорительные комплексы не только вносят значительный вклад в фундаментальную науку, но и оказывают серьёзное влияние на прикладную науку, промышленность, информационные технологии и т.д.

Хотя наибольшая энергия ускоренных электронов,  $\approx 104$  ГэВ, была достигнута на кольцевом ускорителе LEP (Large Electron-Positron Collider) в ЦЕРНе [3], тем не менее наиболее перспективными считаются линейные

ускорители. Дело в том, что при больших энергиях радиационные потери в кольцевом ускорителе значительно больше, чем в линейном. Поскольку масса покоя электрона определяется соотношением  $mc^2 \approx 0,5$  МэВ, где  $m$  — масса покоя электрона,  $c$  — скорость света, relativistiskий гамма-фактор ускоренных электронов в LEP составляет  $\gamma \approx 2 \times 10^5$ . Энергия ускоренных электронов в линейном ускорителе Национальной ускорительной лаборатории SLAC (Stanford Linear Accelerator Center), оператором которой является Стенфордский университет, достигает почти 50 ГэВ при длине ускорителя около 3,2 км [4].

Ускорители электронов являются важнейшей частью не только лептонных коллагеров, предназначенных для исследований в физике высоких энергий, но и источников жёсткого электромагнитного излучения высокой яркости: синхротронов и лазеров на свободных электронах в оптическом и рентгеновском диапазонах, а также источников гамма-квантов, испускаемых электронным пучком в результате обратного комптоновского рассеяния на лазерном импульсе. Например, часть ускорительного комплекса SLAC используется в рентгеновском лазере на свободных электронах LCLS (Linac Coherent Light Source) [5]. Всего в мире насчитывается около 26000 различных ускорителей. Большая часть ускорителей используется для научных и медицинских приложений, а также в различных областях промышленности — от обработки материалов и воздействия на биологические объекты до проведения диагностики и структурного анализа.

Бурное развитие ускорительной техники наглядно демонстрирует так называемый график Ливингстона [6, 7]. До недавнего времени энергия электронов, полученная с помощью ускорителей, возрастала со временем примерно экспоненциально. Однако сейчас уже очевидно, что темп возрастания энергии ускорителей значительно уменьшается. Достижение всё более высокой энергии частиц требует строительства всё более масштабных ускорительных комплексов. Например, проект Международного линейного коллагера (International Linear Collider, ILC) предполагает, что для достижения энергии лептонов в 500 ГэВ длина ускорителя должна составлять около 40 км [8]. Если иметь в виду петаэлектронвольтные уровни энергии ( $1 \text{ ПэВ} = 10^{15}$  эВ), то размеры ускорителя окажутся сопоставимыми с размерами Земли, т.е. достигнут астрофизического масштаба. Очевидным способом уменьшения размеров (и, возможно, стоимости) ускорителей при сохранении конечной энергии ускоренных частиц является использование более высоких градиентов ускорения, т.е. ещё более сильных ускоряющих электромагнитных полей. Напряжённость ускоряющего поля в ускоряющих структурах современных акселераторов близка к технологическому пределу, обусловленному возможным развитием мультипакторного разряда и пробоем ускоряющего промежутка. Тем не менее ведутся исследования, направленные на выявление новых конфигураций ускоряющих элементов, а также новых материалов для них, позволяющих предотвратить пробой при работе с сильными полями [9]. Однако, по-видимому, стандартные методы ускорения вряд ли позволят увеличить градиент ускорения на несколько порядков.

В последнее время большой интерес вызывают альтернативные методы ускорения заряженных частиц,

**И.Ю. Костюков.** Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, РФ; Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, РФ  
 Email: kost@appl.sci-nnov.ru

**А.М. Пухов.** Heinrich-Heine Universität Düsseldorf, Düsseldorf, Deutschland; Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, РФ

основанные на ускорении в плазменных и лазерных полях, лишённые недостатков, связанных с пробоем ускоряющих структур. Плазменные ускоряющие структуры позволяют использовать электромагнитные поля с напряжённостью на несколько порядков выше напряжённости поля в стандартных металлических или диэлектрических ускоряющих структурах. Впервые предложение использовать плазменные поля для ускорения заряженных частиц было выдвинуто в СССР Я.Б. Файнбергом [10] в 1956 г. Продольные электрические поля, способные ускорять электроны, генерируются в плазменной волне, возбуждаемой позади движущегося в плазме электронного сгустка. Следующим важным шагом в развитии плазменных методов ускорения стала работа Т. Таджими и Д. Доусона, в которой было предложено использовать лазерный импульс для возбуждения плазменной волны [11].

Ускорение непосредственно в лазерных полях также привлекает к себе большое внимание, в частности, в связи с бурным развитием лазерных технологий. В настоящее время интенсивность сфокусированного лазерного излучения уже превышает значение  $10^{22}$  Вт см $^{-2}$ . Напряжённость электрического поля при такой интенсивности достигает  $\sim 0,3$  ПВ м $^{-1}$ . Таким образом, заряженная частица может быть ускорена таким электрическим полем до энергии 1 ГэВ на расстоянии всего около 3 м. Однако электрическое поле в электромагнитной волне ориентировано поперёк направления распространения волны, а его напряжённость и направление периодически изменяются в пространстве и во времени, что делает невозможным последовательное ускорение частиц в такой простой схеме. Уже в течение длительного времени исследуются различные конфигурации лазерных импульсов и начальных распределений электронов, которые позволили бы эффективно ускорить электроны в вакууме без использования твердотельных структур, разрушающихся под воздействием сильных электромагнитных полей [12]. Ещё один метод состоит в использовании плазмы, позволяющей трансформировать поперечные лазерные поля в ускоряющие продольные плазменные поля. Схема, предложенная Т. Таджимой и Д. Доусоном в работе [11], относится именно к таким методам.

## 2. Принципы плазменного ускорения

Рассмотрим основные принципы плазменного ускорения, опуская детали. Плазменные колебания, представляющие собой колебания электронов плазмы, возбуждаются позади драйвера, движущегося со скоростью, близкой к скорости света в плазме. Драйвером может быть релятивистский сгусток заряженных частиц или лазерный импульс [13, 14]. В первом случае электроны плазмы выводятся из состояния равновесия электромагнитным полем сгустка, во втором — пондеромоторной силой со стороны лазерного импульса. Пондеромоторная сила, или сила Миллера [15], выталкивает заряженные частицы из области с высокой интенсивностью лазерного излучения. Ионы вследствие их большой (по сравнению с электронами) массы, как правило, можно считать неподвижными на временах порядка длительности лазерного импульса или порядка  $l_b/c$ , где  $l_b$  — длина сгустка заряженных частиц. В результате нарушения квазинейтральности в плазменной волне возникают

области с сильным продольным электрическим полем, причём фаза плазменных колебаний и сами области движутся со скоростью драйвера. Если релятивистскую заряженную частицу, движущуюся в направлении распространения драйвера, поместить в область ускоряющего поля, то частица будет долго двигаться синхронно с волной и ускоряться до высоких энергий.

В качестве примера рассмотрим возбуждение плазменной волны коротким лазерным импульсом. Пусть лазерный импульс распространяется вдоль оси  $x$  со скоростью  $v_d$  и имеет гауссову огибающую, так что нормированный векторный потенциал лазерного поля выражается в виде

$$a(\xi) = a_0 \exp\left(-\frac{r^2}{r_1^2} - \frac{\xi^2}{l_1^2}\right) \cos\left(\omega_l t - \frac{\omega_l x}{v_{ph}}\right),$$

где  $a_0 = eA_0/(mc^2)$  — нормированная амплитуда вектора-потенциала лазерного импульса,  $l_1$  — длина лазерного импульса,  $r_1$  — радиус лазерного импульса,  $\omega_l$  — лазерная частота,  $v_{ph}$  — фазовая скорость лазерной волны в плазме. В линейном режиме ( $a_0 \ll 1$ ) зависимости возмущения электронной концентрации и напряжённости продольного поля от бегущей координаты  $\xi = x - v_d t$  имеют простой вид:

$$\delta b_e = -n_0 f \exp\left(-\frac{2r^2}{r_1^2}\right) \sin\left(\frac{\omega_p \xi}{c}\right),$$

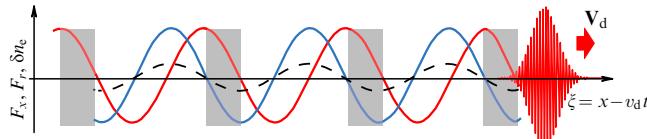
$$E_x = -E_0 f \exp\left(-\frac{2r^2}{r_1^2}\right) \cos\left(\frac{\omega_p \xi}{c}\right),$$

где  $n_0$  — невозмущённая плотность плазмы,  $E_0 = mc\omega_p/e$  — характерная напряжённость электрического поля в плазменной волне,  $\omega_p = (4\pi e^2 n_0/m)^{1/2}$  — электронная плазменная частота,  $f$  — коэффициент, зависящий от параметров драйвера и плазмы,

$$f = \left(\frac{\sqrt{\pi}a_0^2}{2}\right) \frac{\omega_p l_1}{c} \exp\left(-\frac{\omega_p^2 l_1^2}{4c^2}\right).$$

Таким образом, в течение половины периода плазменной волны  $T_p = 2\pi c/\omega_p$  продольная сила является ускоряющей для электрона, а в течение другого полупериода — тормозящей. Из полученных выражений следует, что длительность импульса, оптимальная для возбуждения плазменной волны, должна быть близка к периоду плазменной волны. Максимальное ускоряющее поле составит  $E_0$  [ГВ м $^{-1}$ ]  $\approx \sqrt{n} [10^{14} \text{ см}^{-3}]$ . Для плотности плазмы  $n_0 = 10^{19}$  см $^{-3}$  напряжённость электрического поля в плазменной волне может превысить величину  $E_0 = 300$  ГВ м $^{-1}$ , на несколько порядков большую величины электрического поля в современных ускорителях ( $\sim 0,01$  ГВ м $^{-1}$ ).

В плазменной волне существуют, помимо продольного электрического поля, поперечные электрические и магнитные поля, в результате на электрон действуют также поперечные силы. В линейном приближении поперечная сила имеет синусоидальную зависимость от  $\xi$  и линейную зависимость от радиуса  $r$  вблизи оси  $x$ . На одной половине периода плазменной волны поперечная сила является фокусирующей для электрона, а на другой — дефокусирующей. Однако фаза поперечной силы сдвинута относительно фазы продольной силы на  $\pi/4$ . Таким образом, только четверть периода плазменной волны



**Рис. 1.** (В цвете онлайн.) Схема распределений продольной силы, действующей на электрон (красная линия), радиальной силы (синяя линия) и возмущения электронной концентрации (чёрная прерывистая линия). Положение лазерного импульса отмечено красной линией. Области, пригодные для ускорения электрона ( $F_x > 0$ ,  $F_r < 0$ ), показаны серым цветом.

является пригодной для устойчивого ускорения. В этой области продольная сила является ускоряющей, а попечная сила — фокусирующей (рис. 1).

Если электрон изначально попал в ускоряющую фазу, то его энергия увеличивается. При этом скорость электрона может превысить скорость драйвера и, соответственно, фазовую скорость плазменной волны. В результате электрон может "обогнать волну" и выйти из ускоряющей фазы. Таким образом, ускорение ограничивается дефазировкой [13, 14]. Предположим, что  $\gamma \gg \gamma_d$ , где  $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$  — гамма-фактор электрона после ускорения,  $\gamma_d = (1 - v_d^2/c^2)^{-1/2} \gg 1$  — гамма-фактор драйвера. В ультрапараллельном приближении можно записать:  $v \approx c(1 - 1/2\gamma^2)$ ,  $v_d \approx c(1 - 1/2\gamma_d^2)$ . В линейном режиме  $\gamma_d \approx \omega_l/\omega_p$ , поскольку групповая скорость распространения лазерного импульса в плазме определяется соотношением  $v_d \approx c(1 - \omega_p^2/2\omega_l^2)$ , при этом предполагается, что плотность плазмы много меньше критической плотности:  $\omega_p^2 \ll \omega_l^2$ . Тогда длина дефазировки — расстояние, которое пройдёт электрон, пересекая ускоряющую и фокусирующую область, — может быть оценена следующим образом:

$$l_{\text{deph}} \approx \frac{(\pi c/2\omega_p)c}{v - v_d} \approx \frac{\pi c}{\omega_p} \gamma_d^2 \approx \frac{\pi c}{\omega_p} \frac{\omega_l^2}{\omega_p^2}.$$

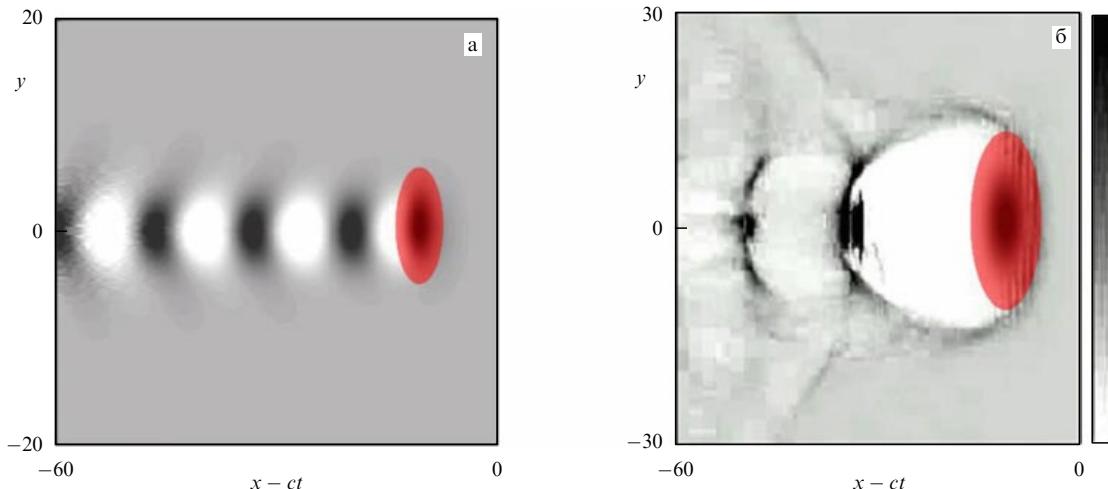
Приращение энергии, которое в этом случае получит электрон, имеет вид

$$\Delta W \approx eE_x l_{\text{deph}} = mc^2 \pi f \gamma_d^2 = mc^2 \pi f \left( \frac{\omega_l^2}{\omega_p^2} \right).$$

Чем меньше плотность плазмы, тем большее скорость драйвера и длина дефазировки и тем большую энергию приобретает электрон в результате ускорения.

В процессе движения в плазме драйвер тратит энергию на возбуждение плазменной волны. Таким образом, ускорение электрона ограничивается также истощением энергии драйвера. В случае драйвера в виде короткого лазерного импульса ( $l_i < 2\pi c/\omega_p$ ) длина, характеризующая истощение энергии импульса, может быть оценена следующим образом:  $l_{\text{pd}} \approx (2\pi c/\omega_p)(\omega^2/\omega_p^2) a_0^{-2}$  [13, 14]. Отметим, что распространение драйвера в плазме может сопровождаться и другими нелинейными эффектами (например, дифракцией и самофокусировкой для лазерного импульса, кулоновским разлётом для сгустка заряженных частиц). Воздействие нелинейных эффектов приводит к изменению параметров драйвера, что также может ограничить ускорение частиц.

В случае увеличения амплитуды лазерного поля или возрастания заряда сгустка возбуждаемая плазменная волна становится нелинейной [16]. Тогда зависимость  $E_x$  от  $\xi$  вместо синусоидальной становится близкой к пилообразной, а зависимость электронной концентрации от  $\xi$  оказывается близкой к периодической последовательности дельта-функций. Период плазменной волны при этом увеличивается. Наконец, при превышении амплитудой лазерного поля некоторой пороговой величины происходит опрокидывание плазменной волны и становится возможным переход к сильнонелинейному режиму (пузырьковому режиму (bubble regime) для лазерно-плазменного взаимодействия [17] и режиму кулоновского взрыва (blowout regime) для плазменно-пучкового взаимодействия [18]). В этом случае вместо периодической плазменной структуры позади лазерного импульса образуется шарообразная плазменная полость, почти свободная от плазменных электронов (рис. 2). Важной особенностью данного режима является самоинжекция — захват плазменных электронов плазменной полостью и их ускорение до больших энергий. Как показали результаты численного моделирования, энергетический спектр ускоренных электронов может быть близок к квазимоноэнергетическому [17], что очень важно для многих приложений. Самоинжекция плазмен-



**Рис. 2.** (В цвете онлайн.) Типичное распределение электронной концентрации, полученное с помощью численного моделирования, для линейного (а) и сильнонелинейного (б) режимов взаимодействия лазерного импульса с плазмой. Более тёмный серый цвет соответствует более высокой электронной концентрации. Красным цветом показано положение лазерного импульса.

ных электронов в ускоряющую плазменную структуру — важное и полезное явление, позволяющее отказаться в плазменных ускорителях от внешних инжекторов.

### 3. Эксперименты по плазменному ускорению электронов

Основные эксперименты по лазерно-плазменному ускорению начались в середине 1990-х годов. Схема типичного эксперимента довольно проста. В вакуумной камере на газовую струю, формируемую сверхзвуковым соплом, падает мощный лазерный импульс. Передним фронтом импульс ионизует газ, таким образом, основная часть импульса распространяется уже в плазме. Позади импульса формируется плазменная полость, которая захватывает плазменные электроны и ускоряет их до большой энергии. После вылета из струи электроны отклоняются магнитом. По степени отклонения можно судить о спектре электронов.

Уже первые эксперименты продемонстрировали возможность плазменного ускорения. Однако до 2004 г. измеренные спектры ускоренных электронов были близки к тепловым, при этом энергия основной части электронов не превышала нескольких десятков МэВ. После выхода в 2002 г. работы [17], предсказавшей возможность сильнонелинейного режима с квазимоноэнергетическим спектром ускоренных электронов, начались попытки воспроизведения такого режима в лабораторных условиях. В 2004 г. сразу три лаборатории объявили о генерации квазимоноэнергетических сгустков электронов в результате взаимодействия мощных лазерных импульсов с газовыми струями [19–21]. В частности, в экспериментах Лаборатории прикладной оптики (LOA) (Франция), энергия ускоренных электронов достигала 170 МэВ при разбросе по энергии около 20 % [21].

Следующим значительным шагом было превышение энергией ускоренных электронов уровня в 1 ГэВ [22]. В экспериментах на лазерной установке LNBL (Lawrence Berkeley National Laboratory) в США получены сгустки ускоренных электронов с энергией около 1 ГэВ, зарядом 30 пКл и разбросом по энергии около 2,5 %. Для достижения большой длины дефазировки и высокой энергии ускоренных электронов лазерный импульс мощностью 40 ТВт распространялся вдоль плазменного канала с длиной 3,3 см и относительно невысокой плотностью,  $\sim 4 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , окружающей плазмы. Наличие канала позволило подавить дифракцию лазерного импульса и, по-видимому, увеличить длину ускорения до значения, близкого к значению длины дефазировки.

Примерно в то же время в LOA удалось продемонстрировать управляемую инжекцию электронов в ускоряющую плазменную структуру с помощью распространяющихся навстречу друг другу лазерных импульсов [23]. Схема эксперимента состояла в следующем. Основной лазерный импульс распространялся в газовой струе с амплитудой лазерного поля немного ниже порога самоинжекции, так что плазменные электроны не захватывались в плазменную полость. Навстречу ему распространялся другой, более слабый, импульс. В области пересечения импульсов происходил захват плазменных электронов в полость, генерируемую основным импульсом, которые затем в ней ускорялись. Поскольку длина ускорения примерно равнялась расстоянию от точки пересечения импульсов до конца струи, выбирая точку

пересечения, можно было контролировать длину ускорения и энергию ускоренных электронов. В экспериментах была продемонстрирована возможность генерации электронных сгустков с перестраиваемой энергией в диапазоне от 50 МэВ до 200 МэВ. Также была показана возможность управления самоинжекцией посредством выбора профиля плотности плазмы вдоль направления распространения лазерного импульса [24] и внесения специальных газовых добавок, которые приводили к возникновению свободных электронов в результате ионизации внутренних оболочек атомов добавок непосредственно внутри ускоряющих плазменных структур [25–27].

В России эксперименты по лазерно-плазменному ускорению выполнялись в Институте прикладной физики РАН (ИПФ РАН) в 2008–2010 гг. Субпетаваттная лазерная система PEARL (PEtawatt pARametric Laser) была введена в строй в ИПФ РАН [28] в 2006 г. В пиковом режиме энергия лазерного импульса достигала 25 Дж при длительности импульса 46 фс, что соответствовало мощности 0,56 ПВт. Для проведения экспериментов лазерная система была дополнена вакуумной камерой с системой фокусировки, соплом для формирования газовой струи и системой диагностики лазерного излучения и электронного пучка [29]. В экспериментах были зарегистрированы электроны с энергией в несколько сотен МэВ и было показано, что существует диапазон плазменных плотностей, в котором ускорение эффективно [30]. Полученные экспериментальные данные находятся в хорошем согласии с результатами трёхмерного численного моделирования методом частиц в ячейках с помощью кода QUILL [31]. На рисунке 3 показаны результаты численного моделирования: конечное распределение электронной концентрации и спектр ускоренных электронов для параметров эксперимента на установке PEARL.

В 2007 г. были опубликованы результаты экспериментов по плазменному ускорению на линейном ускорителе в SLAC. В качестве драйвера, возбуждающего плазмен-

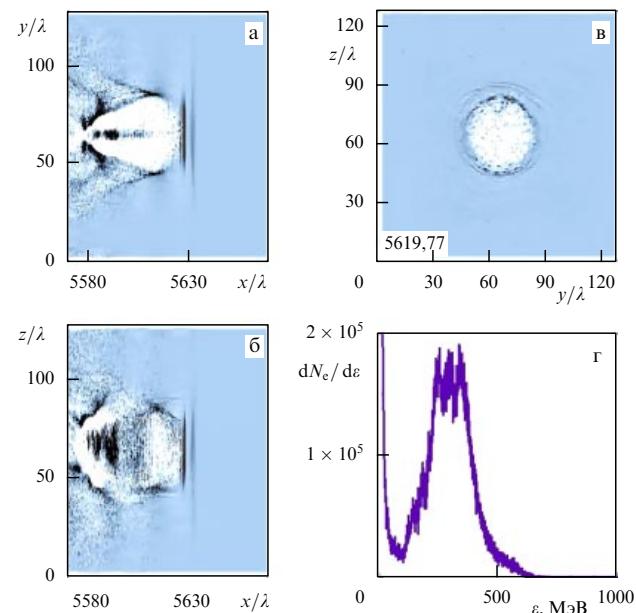


Рис. 3. Распределение электронной концентрации (а)–(в) и спектр ускоренных электронов (г), полученные с помощью трёхмерного численного моделирования для параметров эксперимента на установке PEARL [29].

ную волну с ускоряющим полем, использовался сгусток релятивистских электронов с энергией 42 ГэВ [32]. Сгусток распространялся в газе из паров лития на расстояние 0,85 см. Передний фронт сгустка ионизировал газ и возбуждал плазменную волну, в которой ускорялись электроны из задней части сгустка. Как показали эксперименты, некоторые электроны из задней части сгустка удвоили свою энергию — её величина возросла до 85 ГэВ.

За последние несколько лет в строй вошли новые мощные лазерные системы, позволившие значительно увеличить энергию ускоренных электронов. В 2012 г. на лазерной системе Техасского университета (энергия лазерного импульса  $\leq 150$  Дж, длительность импульса 150 фс) были получены квазимонозергетические сгустки электронов с энергией около 2 ГэВ, зарядом  $\approx 63$  пКл и разбросом по энергии около 10 % [33]. Ускоренные электроны генерировались в газовой ячейке, которая при взаимодействии с импульсом образовывала плазменный слой плотностью  $\approx 5 \times 10^{17}$  см $^{-3}$  и толщиной 7 см. Сгустки электронов с энергией порядка 3 ГэВ, зарядом в несколько пКл и довольно широким распределением были получены на петаваттной лазерной системе APRI GIST<sup>1</sup> в Корее (энергия лазерного импульса 30 Дж, длительность импульса 30 фс) [34]. Ускоряющие плазменные структуры формировались в двух газовых струях диаметром 4 и 10 мм соответственно. В первой струе генерировались ускоренные электроны, которые затем ускорялись дополнительно в ускоряющей плазменной структуре, сформированной лазерным импульсом во второй струе. Наконец, в 2014 г. с помощью петаваттной лазерной системы BELLA (Berkeley Lab Laser Accelerator) в LBNL был получен сгусток ускоренных электронов с энергией 4,2 ГэВ, зарядом 6 пКл и разбросом по энергии  $\approx 6$  % [35]. Мощность лазерного импульса составила 300 ТВт. Формирование и ускорение сгустка ускоренных электронов происходили в плазменном канале длиной 9 см с плотностью плазмы  $\approx 7 \times 10^{17}$  см $^{-3}$ .

#### 4. Теоретические модели

Свойства плазменных колебаний, в том числе нелинейных (до момента опрокидывания), теоретически исследовались ещё в пионерской работе А.И. Ахиезера и Р.В. Половина [16], в которой была найдена напряжённость электрического поля в момент опрокидывания. В работах Я.Б. Файнберга [36] и Дж.Б. Розенцвейга с коллегами [18] исследовался вопрос о возбуждении плазменных колебаний электронными пучками. Была вычислена амплитуда плазменных колебаний в зависимости от плазменно-пучковых параметров. Одномерные аналитические модели, описывающие возбуждение линейных и нелинейных плазменных колебаний короткими лазерными импульсами, представлены в работах [37–39]. Эти модели были обобщены для случая возбуждения плазменных колебаний в плазменном канале [40] и случая возбуждения плазменных колебаний в результате самодиодуляции длинных лазерных импульсов в однородной плазме [41].

В случае достаточно мощного лазерного импульса взаимодействие с плазмой происходит в сильнолиней-

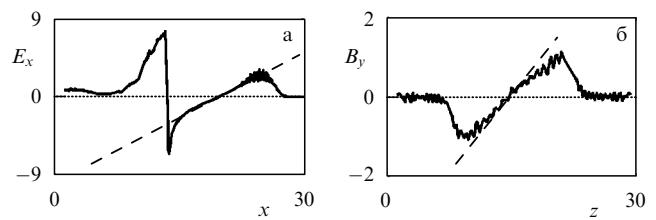
ном режиме: плазменная волна позади импульса опрокидывается и вместо периодической структуры образуется плазменная полость, почти полностью свободная от электронов (рис. 2б). Одномерное описание тогда становится непригодным, поскольку плазменная полость является трёхмерной структурой. Более того, из-за пересечения траекторий электронов гидродинамическое приближение тоже становится несправедливым и необходимо использовать кинетическое описание плазмы. Эти обстоятельства, а также сильно нелинейная динамика плазмы делают теоретическое описание сильнолинейного режима очень трудной задачей. Поэтому первые теоретические модели для описания данного режима основывались на полуфеноменологическом подходе [42], который, в частности, позволил вычислить распределение полей внутри плазменной полости и проанализировать динамику электронов, ускоряемых внутри её.

Из результатов численного моделирования следует, что форма полости эволюционирует медленно и она близка к сферической. Тогда, полагая, что полость — это сферическая электронная "дырка" с неподвижными ионами внутри, которая движется со скоростью света в плазме вдоль оси  $x$ , можно вычислить пространственно-временное распределение электромагнитных полей внутри полости:

$$E_x = \frac{m\omega_p^2}{e} \frac{x - ct}{2}, \quad E_y = -B_z = \frac{m\omega_p^2}{e} \frac{y}{4},$$

$$E_z = B_y = \frac{m\omega_p^2}{e} \frac{z}{4}.$$

Напряжённости электрического и магнитного полей внутри полости, так же как и, например, напряжённости полей внутри ионного шара, движущегося со скоростью, близкой к скорости света, являются линейными функциями координат и времени. Однако в случае ионного шара напряжённость продольного электрического поля пренебрежимо мала. Это различие связано с тем, что внутри полости ионы неподвижны, т.е. отсутствует ток, обусловленный движением частиц. Предсказание данной простой полуфеноменологической модели хорошо согласуется с результатами трёхмерного численного моделирования методом частиц в ячейках с помощью кода VLPL (Virtual Laser Plasma Lab) [43] (рис. 4). Следует отметить, что метод частиц в ячейках позволяет моделировать лазерно-плазменное взаимодействие фактически *ab initio*, посредством решения релятивистских уравнений движения для нескольких сотен миллионов квазичастиц,



**Рис. 4.** Пространственное распределение электромагнитного поля:  $E_x$  (а) и  $B_y$  (б) — внутри плазменной полости в момент времени  $t_{\text{int}} = 25c/\omega_p$ . Результаты численного моделирования показаны сплошной линией, аналитические результаты — штриховой. Напряжённость полей нормирована на  $m\omega_p^2/|e|$ . Координаты  $x$  и  $z$  представлены в единицах  $c/\omega_p$ .

<sup>1</sup> Advanced Photonics Research Institute (APRI), Gwangju Institute of Science and Technology (GIST).

моделирующих реальные частицы плазмы, а также уравнений Максвелла для электромагнитных полей [43].

Если распределение поля внутри полости известно, то нетрудно исследовать динамику релятивистского электрона, попавшего в полость. Электрическое поле в задней части полости является ускоряющим, а в передней — тормозящим. Энергия, приобретаемая электроном при пересечении задней части полости, выражается как

$$\Delta W = mc^2 \frac{(\gamma_d \omega_p r_p/c)^2}{2},$$

где  $\gamma_d$  — гамма-фактор полости, совпадающий с гамма-фактором лазерного импульса,  $r_p$  — радиус полости. Если электрон находится не точно на оси  $x$  ( $y = z = 0$ ), то на него действуют поперечные фокусирующие силы, амплитуда которых возрастает с увеличением расстояния от оси. В результате действия таких сил электрон, ускоряясь, совершает поперечные бетатронные колебания вокруг оси  $x$ . Частота бетатронных колебаний имеет вид  $\omega_b = \omega_p(2\gamma)^{-1/2}$ , где  $\gamma$  — гамма-фактор электрона. Поскольку частота уменьшается с возрастанием энергии электрона по мере его ускорения в полости, амплитуда бетатронных колебаний тоже уменьшается [42].

Простая полufenomenологическая модель позволяет также оценить значения параметров плазменной полости, при которых происходит самоинжекция плазменных электронов в полость [44, 45]. Предсказания рассматриваемой модели находятся в качественном согласии с предсказаниями других моделей, исследующих влияние на самоинжекцию: 1) скачков плотности плазмы вдоль распространения полости [46, 47], 2) эволюции формы полости [48, 31], 3) ионизации атомов специальной газовой добавки внутри полости под действием лазерного поля [27]. Следует, однако, отметить, что полufenomenологическую модель самоинжекции достаточно сложно использовать непосредственно для анализа экспериментов и результатов численного моделирования в широком диапазоне параметров. Дело в том, что пока не существует простой аналитической модели, связывающей параметры плазменной полости с параметрами лазерного импульса. Более того, сама эволюция лазерного импульса в плазме при сильнонелинейном режиме является сложным и недостаточно исследованным явлением.

Следующий важный шаг, позволяющий преодолеть несамосогласованность полufenomenологической модели, был сделан в работе [49], где удалось включить в модель динамику плазменных электронов, движущихся в электронном слое вокруг полости. Данный электронный слой экранирует поле полости в плазме снаружи полости. Предполагая плотность электронов внутри слоя постоянной в поперечном направлении, удалось вывести уравнение, описывающее форму полости. Обобщённая модель также позволила учесть влияние сгустка электронов, захваченного полостью, на форму самой полости.

Альтернативный подход к описанию сильнонелинейного режима был предложен в работе [50], где предлагалось использовать методы размерности и подобия и отойти от детального анализа внутренних процессов, обуславливающих динамику лазерного импульса и плазменной полости. Данный подход в пределе  $a \gg 1$  показал, что взаимодействие определяется параметрами  $S = n_0/(an_{cr})$  и  $P = l_1/r_r$ . В этом случае, используя

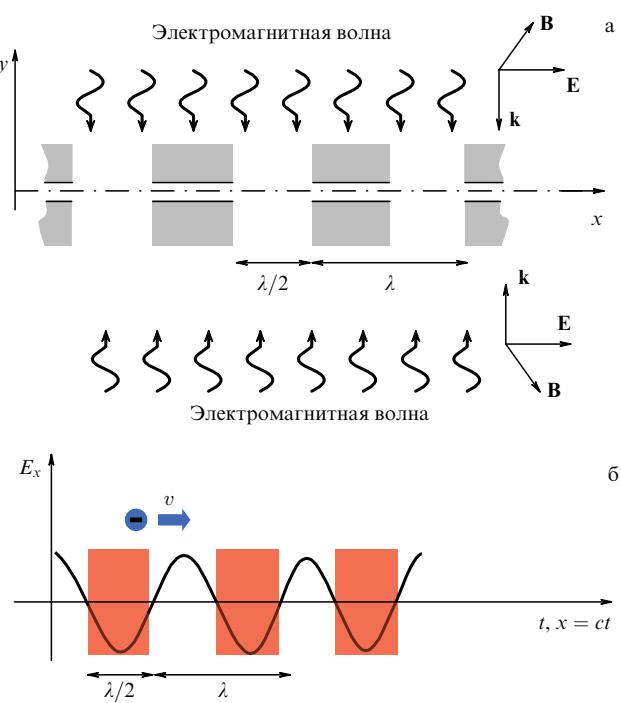
численное моделирование для различных лазерно-плазменных параметров, можно получить, например, оценку характерной энергии ускоренных электронов:  $W \approx \approx 0,65mc^2(P_1/P_{rel})^{1/2}l_1/\lambda_1$ , где  $P_1$  — мощность лазерного импульса,  $\lambda_1$  — длина волны лазерного излучения,  $P_{rel} = m^2c^5/e^2 \approx 8,5$  ГВт — мощность релятивистской самофокусировки. Модель, основанная на методе подобия, позволила связать простыми соотношениями параметры ускоренных электронов с исходными лазерно-плазменными параметрами. Предсказания, сделанные с помощью этой модели, оказались в хорошем согласии с результатами трёхмерного численного моделирования методом частиц в ячейках. Следует отметить, что модели, использующие методы подобия, и полуфеноменологическая модель были обобщены для случая, в котором лазерный импульс распространяется не в однородной плазме, а в глубоком плазменном канале (в центральной части канала плотность плазмы близка к нулю) [51].

## 5. Альтернативные лазерные и плазменные схемы ускорения

В последнее время обсуждаются различные схемы лептонного коллайдера на основе плазменных ускорителей [52, 53]. Основными недостатками лазерно-плазменных ускорителей, ограничивающими их применение в лептонных коллайдерах, являются низкий коэффициент полезного действия (к.п.д.) и низкая частота повторения лазерных импульсов в современных мощных лазерных системах. В результате полный к.п.д. и частота повторения лазерно-плазменных ускорителей оказываются на несколько порядков ниже, чем в традиционных ускорителях. Поэтому большое внимание уделяется поиску новых лазерных схем, позволяющих преодолеть эти недостатки. Одной из таких схем, которая активно исследуется в последнее время, в частности в рамках проекта ICAN [54], основана на синхронной работе большого числа обладающих высокой эффективностью волоконных лазеров, способных работать с высокой средней мощностью. Современное развитие технологий позволяет через быструю обратную связь когерентно сложить импульсы от большого числа лазеров. Проверка принципов когерентного сложения была продемонстрирована на примере 64 волоконных лазеров [55]. Важно отметить, что процессом сложения можно управлять. Это позволяет получать сложные, заранее заданные распределения лазерных полей, которые можно использовать и для ускорения заряженных частиц.

Следует отметить, что напряжённость лазерного поля может на несколько порядков превышать напряжённости плазменных полей, возбуждаемых лазерным излучением. Поэтому ускорение заряженных частиц непосредственно лазерными полями уже давно привлекает внимание исследователей. Как отмечалось в разделе 1, поперечное периодически изменяющее своё направление электрическое поле лазерной волны трудно непосредственно использовать для ускорения. Однако, как показано в работе [56], применение ICAN-технологий и структур из плотной плазмы позволяет последовательно ускорять заряженную частицу лазерным полем на длинных трассах до высоких энергий.

Предположим, что в поле стоячей электромагнитной волны, образуемой двумя плоскими распространяющи-



**Рис. 5.** (В цвете онлайн.) (а) Схема ускорения электронов в стоячей электромагнитной волне с плазменными элементами. Структуры с закритической плазмой показаны серым цветом. (б) Области с ускоряющим электрическим полем (показаны красным цветом).

мися навстречу друг другу волнами, находится периодическая структура из плотной плазмы (рис. 5а). Волновой вектор волны ориентирован вдоль оси  $y$ , а электрическое поле направлено вдоль оси  $x$ . Периодическая вдоль оси  $x$  структура состоит из вакуумных промежутков и слоёв плотной плазмы, которая непрозрачна для электромагнитной волны. Толщина промежутков и слоёв одинакова и равна половине длины волны лазера  $\lambda$ . Внутри слоёв из плотной плазмы сделано отверстие для свободного движения ускоряемой заряженной частицы. Такие слои из плотной плазмы могут быть на короткое время образованы в результате быстрой ионизации твердотельных слоёв в сверхсильном поле электромагнитной волны.

Пусть релятивистская заряженная частица движется вдоль оси  $x$ . Поскольку скорость частицы близка к скорости света, на половине длины волны лазера частица находится в ускоряющем электрическом поле, а на другой половине — в замедляющем (рис. 5б). Если участок траектории частицы в замедляющем поле будет приходиться на слой плотной плазмы, в котором поле отсутствует, то частица всегда будет находиться только под действием ускоряющего электрического поля. Для повышения эффективности ускорения стоячая электромагнитная волна может быть создана локально в области нахождения ускоряемой частицы в результате когерентного сложения импульсов ICAN-лазера. Как показывают результаты численного моделирования [56], в такой конфигурации электрон можно ускорить до энергии 200 ГэВ на длине около 10 см, что существенно больше, чем градиент ускорения даже высокогradientных плазменных ускорителей.

Ещё одна схема плазменного ускорения, активно обсуждаемая в последнее время в рамках проекта

AWAKE (Advanced Wakefield Experiment), координируемого ЦЕРНом, предлагает использовать в качестве драйвера, возбуждающего плазменную волну, сгусток релятивистских протонов, например, из ускорителя Большого адронного коллайдера (БАК) в ЦЕРНе [57]. Одно из преимуществ протонного драйвера — это его способность распространяться на большие расстояния (несколько километров) без существенного изменения. В этом случае, используя редкую плазму, можно обеспечить большую длину дефазировки. Как показывают оценки [58], энергия ускоренных электронов может достичь нескольких ТэВ. Данная схема также наследует преимущества БАК: высокую частоту повторения сгустков ускоренных частиц и высокую эффективность (по сравнению с таковыми лазерно-плазменных ускорителей). К проблемам данной схемы можно отнести инжекцию электронов в плазменную волну и отсутствие коротких протонных сгустков, необходимых для эффективной генерации плазменной волны. Для решения последней проблемы предполагается возбуждать плазменную волну длинным протонным сгустком в режиме самомодуляции, когда сгусток в результате модуляционной неустойчивости разбивается на периодическую цепочку коротких сгустков [59].

## 6. Заключение

В течение последних лет плазменные методы ускорения демонстрировали впечатляющий прогресс. В экспериментах с драйвером в виде лазерного импульса энергия ускоренных электронов достигла 4,2 ГэВ, а в экспериментах с электронным пучком в виде драйвера энергию электронов удалось более чем удвоить, доведя её значение до 85 ГэВ.

В настоящее время обсуждаются и другие перспективные схемы плазменного ускорения, в которых в качестве драйвера предлагается использовать протонный сгусток или лазерное поле ICAN-лазера.

Следует отметить, что релятивистские электроны, образованные в результате лазерно-плазменного взаимодействия, могут эффективно генерировать электромагнитное излучение. Например, электроны в результате бетатронных колебаний, которые они совершают, ускоряясь в плазменной полости, испускают широкополосное электромагнитное излучение в рентгеновском диапазоне [60–62].

Как показали эксперименты [63–65], источник рентгеновского излучения, основанный на бетатронном механизме, может обеспечивать яркость, сравнимую с яркостью синхротронов третьего поколения. Высокая эффективность генерации электронами жёсткого электромагнитного излучения в плазменной полости обусловлена большой величиной поперечных сил, изгибающих траекторию ускоряющегося электрона. Величина этих сил на несколько порядков превосходит величину соответствующих сил в традиционных источниках излучения, возникающих при движении частицы в магнитных полях ондуляторов. Лазерно-плазменные рентгеновские источники, выгодно отличающиеся от синхротронов компактностью и малой длительностью импульса рентгеновского излучения, могут быть востребованы в медицинских исследованиях, а также в исследованиях, связанных с нанотехнологиями и материаловедением.

Эффективная генерация электромагнитного излучения является положительным фактором для источников излучения, однако она приводит к радиационным потерям при ускорении. Особенно серьёзными эти потери становятся при высоких энергиях электронов. Динамика электронов в плазменных ускорителях с учётом силы радиационного трения исследовалась в работах [66–69]. В частности, в работе [69] показано, что в пределе больших энергий электронов неограниченное возрастание силы радиационного трения останавливается благодаря уменьшению радиуса пучка вследствие нелинейной динамики электронов при ускорении с учётом силы реакции излучения.

Несмотря на достигнутые успехи в плазменных методах ускорения электронов, ряд нерешённых проблем ограничивает широкое использование плазменных ускорителей. Среди недостатков таких ускорителей можно отметить обсуждавшиеся выше невысокую эффективность, небольшую частоту повторения современных мощных лазерных систем и недостаточно низкий разброс по энергии ускоренных электронов. Последнее обстоятельство препятствует применению плазменных ускорителей в рентгеновских лазерах на свободных электронах. Предполагается, что использование лазерно-плазменных ускорителей позволило бы существенно уменьшить размеры и стоимость современных мощных источников когерентного рентгеновского излучения и гамма-излучения. Также до сих пор отсутствует достаточно полная самосогласованная теория лазерно-плазменного взаимодействия, учитывающая различные нелинейные и кинетические эффекты, такие как, например, самоинжекция электронов в ускоряющие плазменные структуры.

Работа поддержана грантом Правительства РФ (14.B25.31.0008), грантом РФФИ (13-02-00886-а) и проектом 7-й рамочной программы Европейского союза FP7 EUCARD2.

## Список литературы

1. CERN, <http://home.web.cern.ch/>
2. WorldWideWeb: Proposal for a HyperText Project, <http://www.w3.org/Proposal.html>
3. ALEPH, DELPHI, L3, OPAL Collab., CERN-EP-2000-055; <http://l3.web.cern.ch/l3/paper/paper209.ps>
4. SLAC National Accelerator Laboratory, Stanford University, <https://www6.slac.stanford.edu/>
5. Linac Coherent Light Source, <http://lcsl.slac.stanford.edu/>
6. Livingston M S *High-Energy Accelerators* (New York: Interscience Publ., 1954)
7. Nash J "Current and future developments in accelerator facilities", in *Joint Meeting of the High Energy Particle Physics and Astro-Particle Physics Groups of the Institute of Physics, 29–31 March 2010, London, UK*; <http://www.hep.ucl.ac.uk/iop2010/talks/14.pdf>
8. International Linear Collider, <https://www.linearcollider.org/ILC>
9. Bermel P et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **734** 51 (2014)
10. Fainberg Ya B, in *Proc. CERN Symp. on High-Energy Accelerator and Pion Physics, 11–23 June 1956, Geneva* Vol. 1 (Geneva: CERN, 1956) p. 84
11. Tajima T, Dawson J M *Phys. Rev. Lett.* **43** 267 (1979)
12. Esarey E, Schroeder C B, Leemans W P *Rev. Mod. Phys.* **81** 1229 (2009)
13. Esarey E et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **24** 252 (1996)
14. Андреев Н Е, Горбунов Л М УФН **169** 53 (1999); Andreev N E, Gorbunov L M *Sov. Phys. Usp.* **42** 49 (1999)
15. Гапонов А В, Миллер М А ЖЭТФ **34** 751 (1958); Gaponov A V, Miller M A *Sov. Phys. JETP* **7** 515 (1958)
16. Ахиезер А И, Половин Р В ЖЭТФ **30** 915 (1956); Akhiezer A I, Polovin R V *Sov. Phys. JETP* **3** 696 (1956)
17. Pukhov A, Meyer-ter-Vehn J *Appl. Phys. B* **74** 355 (2002)
18. Rosenzweig J B et al. *Phys. Rev. A* **44** R6189 (1991)
19. Mangles S P D et al. *Nature* **431** 535 (2004)
20. Geddes C G R et al. *Nature* **431** 538 (2004)
21. Faure J et al. *Nature* **431** 541 (2004)
22. Leemans W P et al. *Nature Phys.* **2** 696 (2006)
23. Faure J et al. *Nature* **444** 737 (2006)
24. Geddes C G R et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 215004 (2008)
25. Pak A et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 025003 (2010)
26. Clayton C E et al. *Phys. Rev. Lett.* **105** 105003 (2010)
27. McGuffey C et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 025004 (2010)
28. Lozhkarev V V et al. *Laser Phys. Lett.* **4** 421 (2007)
29. Solov'ev A A et al. *Rev. Sci. Instrum.* **82** 043304 (2011)
30. Solov'ev A A et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **653** 35 (2011)
31. Nerush E N, Kostyukov I Yu *Phys. Rev. Lett.* **103** 035001 (2009)
32. Blumenfeld I et al. *Nature* **445** 741 (2007)
33. Wang X et al. *Nature Commun.* **4** 1988 (2013)
34. Kim H T et al. *Phys. Rev. Lett.* **111** 165002 (2013)
35. Leemans W P et al. *Phys. Rev. Lett.* **113** 245002 (2014)
36. Файнберг Я Б УФН **93** 617 (1967); Fainberg Ya B *Sov. Phys. Usp.* **10** 750 (1968)
37. Горбунов Л М, Кирсанов В И ЖЭТФ **93** 509 (1987); Gorbunov L M, Kirsanov V I *Sov. Phys. JETP* **66** 290 (1987)
38. Sprangle P et al. *Appl. Phys. Lett.* **53** 2146 (1988)
39. Буланов С В, Кирсанов В И, Сахаров А С Письма в ЖЭТФ **50** 176 (1989); Bulanov S V, Kirsanov V I, Sakharov A S *JETP Lett.* **50** 198 (1989)
40. Andreev N E et al. *Phys. Plasmas* **4** 1145 (1997)
41. Андреев Н Е и др. Письма в ЖЭТФ **55** 550 (1992); Andreev N E et al. *Sov. Phys. JETP Lett.* **55** 571 (1992)
42. Kostyukov I, Pukhov A, Kiselev S *Phys. Plasmas* **11** 5256 (2004)
43. Pukhov A J. *Plasma Phys.* **61** 425 (1999)
44. Kostyukov I et al. *Phys. Rev. Lett.* **103** 175003 (2009)
45. Kostyukov I et al. *New J. Phys.* **12** 045009 (2010)
46. Bulanov S et al. *Phys. Rev. E* **58** R5257 (1998)
47. Suk H et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 1011 (2001)
48. Kalmykov S et al. *Phys. Rev. Lett.* **103** 135004 (2009)
49. Lu W et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 165002 (2006)
50. Gordienko S, Pukhov A *Phys. Plasmas* **12** 043109 (2005)
51. Pukhov A et al. *Phys. Rev. Lett.* **113** 245003 (2014)
52. Schroeder C B et al. *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **13** 101301 (2010)
53. Nakajima K et al. *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **14** 091301 (2011)
54. Mourou G et al. *Nature Photon.* **7** 258 (2013)
55. Bellanger C et al. *Opt. Lett.* **35** 3931 (2010)
56. Pukhov A et al. *Eur. Phys. J. Special Topics* **223** 1197 (2014)
57. Caldwell A et al. *Nature Phys.* **5** 363 (2009)
58. Lotov K V *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **13** 041301 (2010)
59. Pukhov A et al. *Phys. Rev. Lett.* **107** 145003 (2011)
60. Leemans W P et al. *Phys. Rev. Lett.* **89** 174802 (2002)
61. Kostyukov I, Kiselev S, Pukhov A *Phys. Plasmas* **10** 4818 (2003)
62. Kiselev S, Pukhov A, Kostyukov I *Phys. Rev. Lett.* **93** 135004 (2004)
63. Rousse A et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 135005 (2004)
64. Kneip S et al. *Nature Phys.* **6** 980 (2010)
65. Cipiccia S et al. *Nature Phys.* **7** 867 (2011)
66. Michel P et al. *Phys. Rev. E* **74** 026501 (2006)
67. Костюков И Ю, Неруш Е Н, Пухов А М ЖЭТФ **130** 922 (2006); Kostyukov I Yu, Nerush E N, Pukhov A M *JETP* **103** 800 (2006)
68. Nerush E, Kostyukov I *Phys. Rev. E* **75** 057401 (2007)
69. Kostyukov I Yu, Nerush E N, Litvak A G *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **15** 111001 (2012)