

Лазерное ускорение электронов в вакууме до энергий $\sim 10^9$ эВ

А.Бахари, В.Д.Гаранухин

Детально исследуется новый механизм лазерного ускорения заряженных частиц. При воздействии жестко сфокусированных интенсивных ультракоротких лазерных импульсов ускорение электронов, движущихся вдоль оси лазерного луча, определяется продольной пондеромоторной силой и продольной составляющей электрического поля лазерной волны. Установлено, что действие продольного поля на электрон может носить однонаправленный характер в течение многих оптических циклов, т. е. преодолевается эффект фазового проскальзывания. Показано, что лазеры с предельными в настоящее время параметрами позволяют ускорять электроны до энергий $\varepsilon \sim 1$ ГэВ, что сопоставимо с энергиями, достигаемыми на «больших» ускорителях типа SLAC ($\varepsilon \sim 30 - 50$ ГэВ). При этом в отличие от схем, рассматриваемых в литературе, ускорение нечувствительно к начальной фазе поля (отсутствует эффект группировки электронов в сгустки), возможно ускорение медленных (нерелятивистских) электронов и отсутствуют проблемы с выводом ускоренного электрона из поля.

Ключевые слова: лазерное ускорение электронов, ультракороткие лазерные импульсы, пондеромоторные силы.

1. Введение

Современные достижения лазерной физики обеспечивают генерацию когерентного излучения с интенсивностью $I \sim 10^{19} - 10^{21}$ Вт/см² [1, 2]. Одним из основных применений такого излучения является ускорение заряженных частиц. Недавно опубликована серия работ [3–8], в которых численно исследуется ускорение электронов в вакууме сфокусированным пучком стационарного лазерного излучения большой интенсивности ($I \sim 10^{21} - 10^{22}$ Вт/см²). Показана принципиальная возможность получения электронов с энергией $\varepsilon \sim 1$ ГэВ в лабораторных условиях.

Однако в схеме, рассмотренной в [3–8], процесс ускорения в значительной мере является случайным, поскольку рассматривается влет релятивистских электронов в лазерный пучок под углом к направлению его распространения. Только при определенных углах влета θ_0 и начальных скоростях электрона V_0 , а также определенной начальной фазе поля φ_0 возможен «захват» электрона лазерным пучком и его ускорение до энергии $\varepsilon \sim 0.1 - 1$ ГэВ. Следствием этого является сильная зависимость ε от θ_0 , V_0 и φ_0 . Заметим, что контролировать с высокой точностью параметры θ_0 , V_0 и φ_0 практически невозможно. Кроме того, в случае стационарного излучения существует проблема вывода ускоренного электрона из поля. В [3, 4] для вывода электрона предложено использовать статическое магнитное поле, что усложняет эксперимент. Конкретный механизм ускорения в работах [3–8] выявлен не был.

В нашей работе [9] сообщалось о возможности ускорения электронов коротким интенсивным лазерным импульсом при распространении электрона вдоль оси лазерного пучка ($\theta_0 = 0$). Численные эксперименты показали, что в случае, когда лазерный импульс «налетает» на электрон, который может иметь произвольную скорость вдоль волнового вектора \mathbf{k} , процесс ускорения нечувствителен к начальной фазе поля φ_0 , а вывод ускоренного электрона из поля автоматически осуществляется после прохождения импульса. Таким образом, в «продольной» схеме взаимодействия электрона с излучением, предложенной в [9], преодолевается случайный характер ускорения, не требуется предварительного ускорения электрона до релятивистских скоростей и решается проблема с выводом ускоренного электрона из поля. В [9] установлен также механизм лазерного ускорения, который определяется комбинацией продольной пондеромоторной силы, возникающей вследствие импульсного характера излучения, и продольной составляющей электрического поля лазерной волны, возникающей при фокусировке излучения.

Эффективность выявленного механизма обусловлена различием фазовых скоростей продольного и поперечного движения электрона, которое имеет место в сфокусированных лазерных пучках. Это различие позволяет преодолеть эффект фазового проскальзывания, который является основной причиной ограничения эффективности ускорения заряженных частиц лазерным излучением (см., напр., [10]).

В настоящей работе детально описывается процесс ускорения электрона в «продольной» схеме взаимодействия. Обсуждаются возможности повышения эффективности этого процесса за счет оптимизации параметров фокусировки лазерного излучения, его длительности и поляризации, а также начальных координат и скоростей электрона.

А.Бахари. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы

В.Д.Гаранухин. Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы

2. Особенности воздействия сфокусированного лазерного поля на релятивистский электрон

Рассмотрим ускорение электронов коротким импульсом лазерного излучения ($\tau \approx 20 - 100T$, где T – время оптического цикла) при его жесткой фокусировке: радиус лазерного пучка в перетяжке $w_0 \sim 5 - 50\lambda$ ($\lambda \approx 1$ мкм – длина волны излучения). Движение электрона опишем релятивистским уравнением для импульса электрона \mathbf{p} (эффектом торможения излучением пренебрегаем) [11]

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \vec{\mathcal{E}} + \vec{\mathcal{M}}, \quad \vec{\mathcal{E}} = e\mathbf{E}, \quad \vec{\mathcal{M}} = \frac{e}{c} \mathbf{V} \times \mathbf{B}, \quad (1)$$

$$\mathbf{p} = m\gamma\mathbf{V}, \quad \gamma = \left(1 - \frac{V^2}{c^2}\right)^{-1/2},$$

где \mathbf{E} и \mathbf{B} – электрическое и магнитное поля лазерного излучения; e и m – заряд и масса электрона; t – время; c – скорость света. Сфокусированное лазерное излучение задавалось в параболическом приближении [12] с точностью до 2-го порядка по малому параметру $\xi = \lambda/2\pi w_0$. В отличие от [3–8] такая точность достаточна, т. к. движение электрона в нашем случае происходит вблизи оси лазерного пучка: при любых интенсивностях излучения амплитуда осцилляций электрона не превышает длину волны излучения в системе координат электрона (т. е. длину волны, рассчитанную с учетом эффекта Доплера). Специальные расчеты, выполненные с учетом членов более высокого порядка по параметру ξ (см. ниже), показали, что погрешность нашего приближения не превышает 10%. В этом приближении компоненты электрического и магнитного полей излучения можно представить как

$$E_z = -\frac{E_0(\eta)}{kw^2} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w^2}\right) \times [(x + y) \sin \varphi_{\parallel} + (x - y) \sin(\varphi_{\parallel} + \varphi_p)], \quad (2)$$

$$E_{x,y} = \frac{w_0 E_0(\eta)}{2w} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w^2}\right) \times [\cos \varphi_{\perp} \pm \cos(\varphi_{\perp} + \varphi_p)], \quad (3)$$

$$B_z = -\frac{E_0(\eta)}{kw^2} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w^2}\right) \times [-(x - y) \sin \varphi_{\parallel} + (x + y) \sin(\varphi_{\parallel} + \varphi_p)], \quad (4)$$

$$B_{x,y} = \mp \frac{w_0 E_0(\eta)}{2w} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w^2}\right) \times [\cos \varphi_{\perp} \mp \cos(\varphi_{\perp} + \varphi_p)], \quad (5)$$

где E_0 – амплитуда поля; $\varphi_{\parallel} = \varphi_{\perp} + \arctan(z/z_c)$, $\varphi_{\perp} = \varphi_0 + \eta + \arctan(z/z_c) - z(x^2 + y^2)/w^2 z_c$ – фазы продольной и поперечных компонент поля; $w^2 = w_0^2[1 + (z/z_c)^2]$; $z_c = kw_0^2/2$ – дифракционная длина; $\eta = 2\pi t/T - kz$; φ_p – параметр, определяющий поляризацию излучения (линейную при $\varphi_p = 0$ и круговую при $\varphi_p = \pi/2$); $E_0(\eta)$ –

функция, описывающая форму импульса; оси координат выбраны так, что $z \parallel \mathbf{k}$, $x, y \perp \mathbf{k}$, а фокус находится в точке $z = 0$. В отличие от [12] зависимости компонент полей \mathbf{E} и \mathbf{B} от поперечных координат x, y даны в явном виде.

Уравнение (1) с учетом выражений (2)–(5) решалось методом Рунге–Кутты 4-го порядка точности для электронов с различными начальными скоростями V_0 и положениями z_0 относительно фокуса, а также для импульсов лазерного излучения различной длительности, поляризации и пиковой интенсивности I_0 . Форма лазерного импульса (в лабораторной системе координат) задавалась в виде $E_0 \sim \exp[-(2t/\tau)^4]$. Рассматривались импульсы длительностью $\tau/T \approx (20 - 100) \gg 1$, что позволяет использовать приближение медленно меняющейся огибающей поля.

В процессе численных экспериментов контролировалась полная энергия излучения электрона ϵ_{rad} , которая рассчитывалась по релятивистской формуле [11]. Во всех случаях эта энергия была на много порядков меньше кинетической энергии электрона, что оправдывает пренебрежение в (1) силой торможения излучением. Отметим, что незначительному излучению (и, следовательно, незначительному торможению излучением) способствует то, что электрон в нашей схеме ускоряется в значительной степени продольным электрическим полем. При этом релятивистское выражение для ϵ_{rad} по сути сводится к нерелятивистскому.

Для интерпретации результатов полезно представить, как поля (2)–(5) меняются в системе координат, связанной с электроном. В этой системе координаты x, y , входящие в выражения (2)–(5), зависят от времени (или от текущей координаты электрона z), и различие фаз φ_{\parallel} и φ_{\perp} , которые одновременно входят в выражения для продольных полей, может играть важную роль.

Рассмотрим сначала случай линейной поляризации лазерного излучения. На рис.1 показана зависимость продольной компоненты электрического поля лазерной волны, действующего на электрон, от текущей координаты z . Видно, что продольное поле E_z (или сила \mathcal{E}_z) осциллирует. Характер этих осцилляций, однако, меняется по мере прохождения электроном фокальной области излучения. Перед фокусом амплитуда осцилляций силы \mathcal{E}_z на отрицательном полупериоде больше, чем на положительном, что в целом приводит к торможению электрона. В области фокуса действие продольного элек-

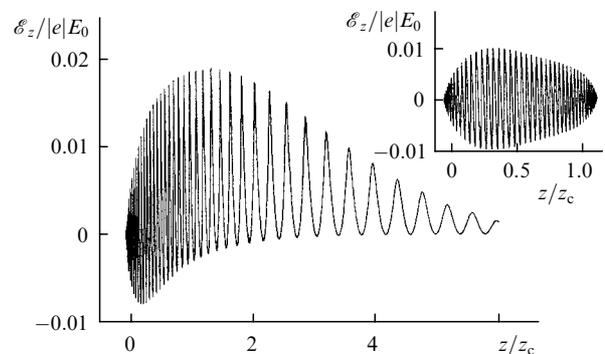


Рис.1. Изменение продольного электрического поля, действующего на электрон в процессе его взаимодействия с линейно поляризованным импульсным излучением с $\tau = 20T$, пиковой интенсивностью $I_0 = 5 \times 10^{19}$ Вт/см² и $w_0 = 5\lambda$ ($V_0 = 0$, $z_0 = -5\lambda$, $x_0 = y_0 = 0$). На вставке показано то же изменение, но для случая, когда фазы φ_{\parallel} и φ_{\perp} искусственно выравнены ($\varphi_{\parallel} = \varphi_{\perp}$).

трического поля в среднем равно нулю (осцилляции симметричны). А после прохождения электроном фокуса амплитуда силы \mathcal{E}_z на положительном полупериоде больше, чем на отрицательном. Более того, как видно из рис.1, на расстояниях порядка нескольких дифракционных длин за фокусом осцилляции продольного поля становятся практически однополярными. Несмотря на эффект фазового проскальзывания, такой характер осцилляций поля E_z обеспечивает эффективное ускорение электрона. Необходимо лишь, чтобы электрон обладал достаточно большой скоростью и из области фокуса (где интенсивность излучения максимальна и где должно начинаться взаимодействие электрона с лазерным импульсом) успевал сместиться в область «однополярности» поля E_z до окончания действия лазерного импульса.

С целью демонстрации влияния различия фаз φ_{\parallel} и φ_{\perp} мы проанализировали гипотетический случай $\varphi_{\parallel} = \varphi_{\perp}$. Оказалось, что поле E_z осциллирует симметрично на протяжении всего времени взаимодействия с электроном (см. вставку на рис.1), а ускорение электрона резко уменьшается. Таким образом, существенное влияние продольного лазерного поля на ускорение электрона объясняется тем, что действие этого поля определяется двумя факторами, осциллирующими с разными фазами: φ_{\parallel} и φ_{\perp} . В случае поляризации лазерного излучения по оси x из (2) и (3) можно получить следующую оценку:

$$E_z \sim x(t_i) \sin \varphi_{\parallel}, \quad x(t_i) \sim \cos \varphi_{\perp}, \quad (6)$$

где t_i – время взаимодействия электрона с излучением. Из соотношения фаз

$$\varphi_{\parallel} - \varphi_{\perp} = \arctan \frac{z}{z_c} \quad (7)$$

следует, что вблизи фокуса ($z = 0$) $\varphi_{\parallel} = \varphi_{\perp}$ и $E_z \sim \sin(2\varphi_{\parallel})$, т.е. продольное поле осциллирует симметрично. Однако когда электрон попадает в область за фокусом, разность фаз ($\varphi_{\parallel} - \varphi_{\perp}$) стремится к $\pi/2$, и $E_z \sim \sin^2(\varphi_{\parallel})$, т.е. осцилляции продольного поля становятся однополярными. Отметим, что поперечный дрейф электрона (кроме осцилляторной составляющей его поперечного движения) приводит к двухполярным, но несимметричным осцилляциям поля E_z . В наших численных экспериментах такой дрейф, как правило, отсутствовал или был незначительным. Как видно из рис.1, осцилляции поля (при достаточно больших z) практически однополярны.

В случае круговой поляризации излучения продольное поле E_z (в системе движущегося электрона) плавно меняется, не осциллируя. Характер этого изменения, однако, сохраняется прежним. Перед фокусом сила \mathcal{E}_z , действующая на электрон, отрицательна, в области фокуса $\mathcal{E}_z = 0$, а за фокусом $\mathcal{E}_z > 0$.

Сила \mathcal{M}_z также плавно меняется в случае круговой поляризации излучения и осциллирует при линейной поляризации. В последнем случае ее среднее по быстрым осцилляциям значение является продольной пондеромоторной силой. Отметим, что как сила \mathcal{M}_z (при круговой поляризации), так и ее среднее значение (при линейной поляризации) пропорциональны производной $\partial I/\partial t$, т.е. продольному пространственному градиенту интенсивности лазерного импульса. В дальнейшем и для силы \mathcal{M}_z (при круговой поляризации излучения) и для ее среднего значения (при линейной поляризации) будем использовать термин «продольная пондеромоторная сила».

Рассмотренные особенности воздействия продольного электрического поля на электрон, движущийся вдоль оси лазерного пучка, приводят к возможности эффективного ускорения электрона. Это обусловлено тем, что при правильном выборе начального положения электрона z_0 преодолевается отрицательное влияние эффекта фазового проскальзывания, который, как уже отмечалось, является основным ограничивающим фактором при использовании других схем лазерного ускорения заряженных частиц. Эффект однополярности продольного электрического поля, по-видимому, ответствен также (по крайней мере частично) и за ускорение электронов в численных экспериментах, выполненных в [3–8]. Напомним, что физическая интерпретация результатов, полученных в этих работах, отсутствует.

3. Результаты численных экспериментов по ускорению электронов коротким лазерным импульсом

На рис.2 приведены результаты численных экспериментов по ускорению электронов в продольной схеме для жестко сфокусированного лазерного излучения различной поляризации. Видно, что максимальная энергия $\Delta\epsilon$, приобретаемая электроном, достигается при использовании излучения круговой поляризации. При линейной поляризации мы выполнили расчеты для полей \mathbf{E} и \mathbf{B} в параболическом приближении как с точностью $\sim \xi$, так и с более высокой точностью ($\sim \xi^3$).

Сравнение кривых 3 и 3' на рис.2 показывает, что погрешность использованного нами приближения ($\sim \xi$) не превышает 10 % по сравнению со случаем использования приближения $\sim \xi^3$. Отметим, что в работе [5], где рассматривался пролет электрона под углом к оси лазерного пучка, аналогичная погрешность составила 75 %, что свидетельствует о большей чувствительности модели к точности описания сфокусированного излучения при движении электрона вдали от оси лазерного пучка.

Для проверки этого факта мы выполнили расчеты ускорения электрона и для случая его распространения под углом к оси лазерного луча (аналогично численным

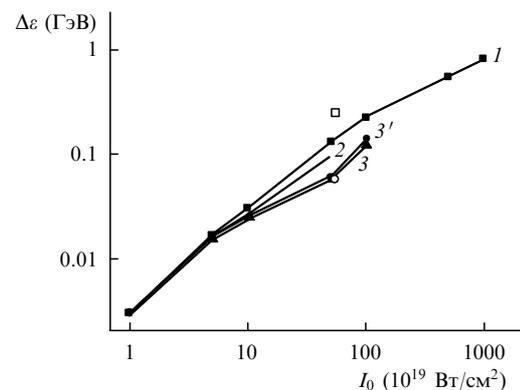


Рис.2. Зависимости энергии $\Delta\epsilon$, приобретенной электроном, от пиковой интенсивности I_0 для лазерного излучения с круговой ($\varphi_p = \pi/2$) (1), эллиптической ($\varphi_p = \pi/4$) (2) и линейной ($\varphi_p = 0$) поляризациями (3, 3') при $\tau = 20T$, $\omega_0 = 10\lambda$, $V_{0z}/c = 0.9$, $z_0 = z_{\text{opt}}$, $x_0 = y_0 = 0$. Для излучения с линейной поляризацией использовались поля, рассчитанные с точностью до членов $\sim \xi$ (3) и $\sim \xi^3$ (3'). Представлены также результаты расчетов для условий численного эксперимента [5] в случае линейно поляризованных полей, рассчитанных с точностью до членов $\sim \xi$ (○) и $\sim \xi^3$ (□) при наклонном вхождении электрона в лазерный пучок ($\theta_0 = 6^\circ$).

экспериментам [3–8]). Как видно из рис.2, погрешность использования более простой модели сфокусированного поля ($\sim \xi$) в этом случае достигает 75 %, что совпадает с результатом, полученным в [3–5]. Таким образом, в продольной схеме ускорения, предложенной в [9], параболическое приближение с точностью до 2-го порядка по малому параметру $\xi = \lambda/2\pi\omega_0$ является вполне достаточным, что позволяет выполнить большой объем численных расчетов.

На рис.3 представлены зависимости продольной скорости электрона V_z , а также интенсивности лазерного излучения I , продольной электрической (\mathcal{E}_z) и «магнитной» (\mathcal{M}_z) сил (в системе координат электрона) от продольной координаты z для излучения круговой поляризации. Видно, что сила \mathcal{M}_z качественно действует так же, как и в плоской волне: на фронте лазерного импульса \mathcal{M}_z ускоряет электрон, а на спаде – тормозит. В отсутствие фокусировки излучения это приводит к тому, что энергия электрона ϵ после окончания импульса не меняется: $\Delta\epsilon = 0$ [13]. Действие же фокусировки проявляется двояко.

Во-первых, интегральное действие силы \mathcal{M}_z не равно нулю. Численные эксперименты показали, что при оптимальном выборе начальной координаты z_0 электрона $\int_{z_0}^{\infty} \mathcal{M}_z dz < 0$, что обусловлено увеличением длительности импульса излучения (в системе координат электрона) и разным характером изменения интенсивности излучения на фронте и спаде лазерного импульса в разных областях z . Например, в области перед фокусом интенсивность на фронте импульса растет быстрее (и убывает медленнее на его спаде), чем в плоской волне. Соответственно за фокусом скорость уменьшения интенсивности на спаде импульса больше, а рост интенсивности на его фронте меньше, чем в плоской волне.

Во-вторых, фокусировка излучения приводит к появлению продольного электрического поля E_z , которое оказывает существенное влияние на ускорение электрона. В соответствии с анализом, выполненным в разд.2, поле E_z сначала притормаживает электрон (в области перед фокусом), а затем (при $z > 0$) компенсирует тормозящее действие силы \mathcal{M}_z . При жесткой фокусировке и достаточно большой интенсивности излучения эта компенсация может быть полной. Последнее подтверждается зависимостью отношения $|\mathcal{E}_z/\mathcal{M}_z|$ в характерной точке z_* (см. рис.3), соответствующей максимуму поля E_z , от пиковой интенсивности лазерного импульса I_0 . Из

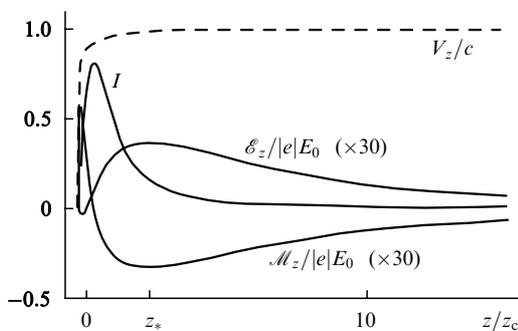


Рис.3. Зависимости нормированных продольной скорости электрона V_z , а также интенсивности лазерного излучения I , продольной электрической (\mathcal{E}_z) и «магнитной» (\mathcal{M}_z) сил (в системе координат электрона) от продольной координаты z для излучения круговой поляризации с пиковой интенсивностью $I_0 = 10^{20}$ Вт/см² при $\tau = 20T$, $\omega_0 = 5\lambda$ ($V_0 = 0$, $z_0 = -20\lambda$, $x_0 = y_0 = 0$); z_* – характерная точка, соответствующая максимуму поля E_z .

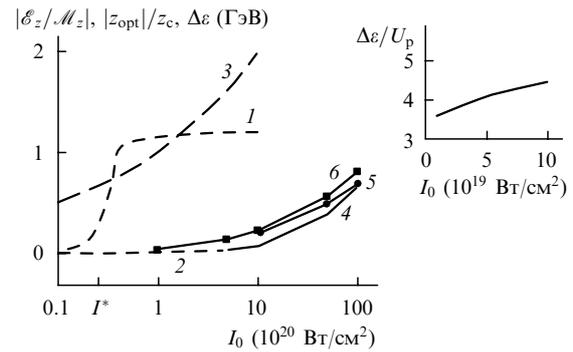


Рис.4. Зависимости отношения $|\mathcal{E}_z/\mathcal{M}_z|$ в характерной точке z_* (см. рис.3) от пиковой интенсивности лазерного излучения I_0 для параметров, указанных на рис.3 (1), то же – при $\varphi_{||} = \varphi_{\perp}$ (2); для излучения круговой поляризации ($\tau = 20T$, $\omega_0 = 10\lambda$, $V_{0x} = V_{0y} = 0$, $x_0 = y_0 = 0$) представлены зависимости от I_0 оптимальной начальной координаты электрона z_{opt} при $V_{0z} = 0.9c$ (3) и энергии электрона $\Delta\epsilon$ для начальных скоростей: $V_{0z} = 0$ (4), 0.5 (5) и 0.9 (6). На вставке – зависимость $\Delta\epsilon$ для круговой поляризации и оптимальной фокусировки $\omega_0 = \omega_{\text{opt}}$ ($\tau = 20T$, $z_0 = z_{\text{opt}}$, $x_0 = y_0 = 0$, $V_{0x} = V_{0y} = 0$, $V_{0z} = 0.9c$).

рис.4 видно, что при достаточно большой интенсивности ($I_0 > I^*$) отношение $|\mathcal{E}_z/\mathcal{M}_z|_{z_*} \geq 1$, так что вся энергия, набранная электроном за счет продольной пондеромоторной силы \mathcal{M}_z , сохраняется (или даже увеличивается) после окончания импульса.

Объяснение такой зависимости состоит в том, что с ростом интенсивности I_0 растет скорость электрона (первоначально – за счет продольной пондеромоторной силы). При этом в системе координат, движущейся со скоростью V_z , продольное поле E_z не меняется (в соответствии с преобразованием Лоренца), сила $\mathcal{M}_z \sim \partial(E_0/\omega)^2/\partial z$ [14] убывает, т. к. отношение E_0/ω является релятивистским инвариантом (в плосковолновом приближении), а характерный пространственный масштаб Δz лазерного импульса для попутно движущегося электрона увеличивается. Такой характер изменения сил \mathcal{E}_z и \mathcal{M}_z приводит к еще большему ускорению электрона, и рост отношения $|\mathcal{E}_z/\mathcal{M}_z|_{z_*}$ приобретает лавинный характер (рис.4). Отметим еще раз, что для «запуска» такой положительной обратной связи необходима достаточно большая ($I_0 > I^*$) интенсивность лазерного излучения. В то же время при искусственном уравнивании фаз ($\varphi_{||} = \varphi_{\perp}$) отношение $|\mathcal{E}_z/\mathcal{M}_z|_{z_*} \ll 1$ (кривая 2 на рис.4) и ускорения электрона не происходит.

Таким образом, реализуется следующий сценарий набора энергии электроном в продольной схеме ускорения. В результате действия продольной пондеромоторной силы \mathcal{M}_z на фронте лазерного импульса медленный (или даже покоящийся) электрон разгоняется до релятивистской скорости, причем оптимальным для набора максимальной энергии электрона оказывается его начальное положение перед фокусом: $z_0 < 0$. Поэтому на начальной стадии продольное электрическое поле притормаживает электрон. Когда же электрон оказывается на спаде лазерного импульса, сила \mathcal{M}_z начинает его тормозить. Однако при оптимальном выборе начальных параметров электрон в это время находится уже за фокусом, и продольное электрическое поле полностью компенсирует торможение. Существенно, что при таком механизме ускорения конечная энергия электрона не зависит от начальной фазы поля φ_0 , т. к. в процессе ускорения электрон испытывает фазовое проскальзывание в течение всех

оптических циклов лазерного импульса. При этом отсутствует эффект группирования – не происходит разбиения входного электронного пучка на пространственно разделенные сгустки.

Кроме того, конечная энергия электрона слабо зависит и от его начальной скорости V_0 (см. рис.4). Последнее объясняется тем, что необходимый «разгон» электрона осуществляется самим лазерным импульсом (в других схемах лазерного ускорения [3–8] необходимо предварительное ускорение электрона до релятивистских скоростей).

При линейной поляризации излучения силы \mathcal{E}_z и \mathcal{M}_z осциллируют во времени. Однако в среднем сценарий ускорения электрона остается таким же, как и при круговой поляризации. Отметим лишь, что конечная энергия электрона в этом случае примерно на 20 % меньше (см. рис.2).

Ранее такой механизм лазерного ускорения не обсуждался. Он становится существенным лишь при жесткой фокусировке и использовании ультракоротких импульсов излучения большой интенсивности ($I_0 > I^*$). Отметим, что интенсивность I^* (при которой на спаде лазерного импульса $|\mathcal{E}_z| \approx |\mathcal{M}_z|$) с ростом начальной скорости электрона V_0 убывает. Аргументом в пользу того, что механизм ускорения в нашей схеме не является чисто «пандеромоторным», является и то, что при определенных параметрах лазерного излучения и начальных параметрах электрона его конечная энергия существенно превышает пандеромоторный потенциал излучения (см. вставку на рис.4). При этом фокусировка (возникновение продольного электрического поля E_z) играет принципиальную роль в процессе ускорения электрона, что доказывают тестовые расчеты, в которых поле E_z искусственно зануляется. В этих расчетах (при любой интенсивности излучения I_0) энергия электрона после прохождения лазерного импульса не меняется ($\Delta\epsilon = 0$).

4. Оптимизация начальных параметров

Получение предельных энергий требует оптимизации как параметров излучения, так и начальных параметров электрона. Поскольку рассматривается ускорение электронов в вакууме, то ограничения на интенсивность излучения отсутствуют. С учетом прогресса лазерной техники в настоящее время можно рассчитывать на использование лазерных источников с пиковой интенсивностью I_0 вплоть до $10^{20} - 10^{22}$ Вт/см² [1, 2]. Поляризацию же излучения, как уже отмечалось, лучше использовать круговую. При этом существует оптимальная длительность лазерного импульса (рис.5). Более короткий импульс обеспечивает большую продольную пандеромоторную силу (при фиксированной интенсивности I_0), а более длинный импульс – более глубокое продвижение электрона в область «однополярного» поля E_z .

Влияние длительности фронта импульса τ_1 на ускорение электрона демонстрирует кривая 3 на рис.5. При увеличении же длительности спада импульса τ_2 и фиксированной длительности его фронта происходит определенное увеличение конечной энергии электрона. Заметим, однако, что при жесткой фокусировке использование импульсов с существенно большей длительностью спада нецелесообразно, т. к. в области за фокусом интенсивность излучения резко снижается (даже для бесконечно длинного импульса).

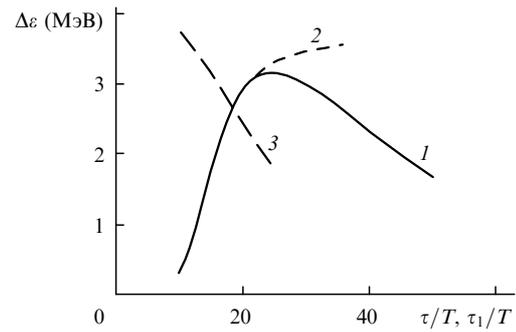


Рис.5. Зависимости энергии электрона $\Delta\epsilon$ от длительности лазерного импульса τ циркулярной поляризации при $I_0 = 10^{19}$ Вт/см² ($V_{0z} = 0.9c$, $V_{0x} = V_{0y} = 0$, $\omega_0 = 10\lambda$, $z_0 = -157\lambda$, $x_0 = y_0 = 0$) (1), при фиксированной длительности фронта импульса ($\tau_1 = 10T$) и меняющейся длительности спада τ_2 ($\tau_1 \leq \tau_2 \leq \infty$) (2), а также зависимость $\Delta\epsilon(\tau_1/T)$ при $\tau_2 = \infty$ (3).

Эффект изменения начальной скорости электрона показан на рис.4: при увеличении V_{0z} энергия $\Delta\epsilon$ растет, однако этот рост невелик, т. к. основной «разгон» электрона реализуется самим лазерным импульсом (продольной пандеромоторной силой). Более сложной является зависимость ускорения от начальной координаты электрона z_0 .

Расчеты показали, что существует оптимальная начальная координата z_{opt} (расстояние до фокуса), при которой энергия $\Delta\epsilon$, приобретаемая электроном, максимальна. Это происходит в том случае, когда в течение лазерного импульса электрон значительное время проводит в области фокуса ($z \approx 0$), где интенсивность излучения максимальна, и в то же время достигает области «однополярности» ($z \sim z_c$), где наиболее эффективным является действие продольного электрического поля. При увеличении начальной скорости электрона V_{0z} и пиковой интенсивности излучения I_0 длина z_{opt} растет (см. рис.4).

Существует также оптимальный радиус фокусировки w_{opt} (рис.6). Немонотонная зависимость $\Delta\epsilon(w_0)$ следует из выражений (2) и (3), определяющих явную зависимость поля E_z от w_0 и зависимость поперечных координат электрона ($x, y \sim w_0/w$) от w_0 . В целом имеем

$$E_z \sim w_0^{-2} \left[1 + \left(\frac{z}{z_c} \right)^2 \right]^{-3/2}, \quad (8)$$

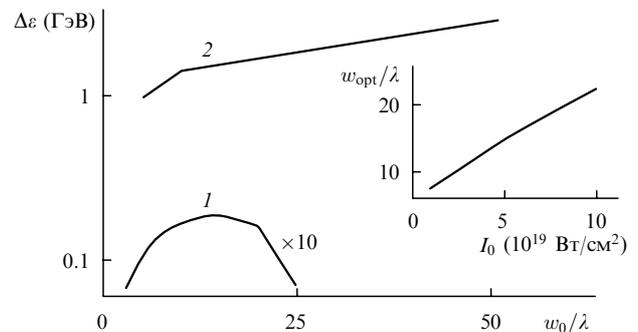


Рис.6. Зависимости энергии электрона $\Delta\epsilon$ от w_0 для излучения циркулярной поляризации с $I_0 = 5 \times 10^{19}$ (1) и 10^{22} Вт/см² (2) при $\tau = 20T$, $V_{0z} = 0.9c$, $V_{0x} = V_{0y} = 0$, $z_0 = z_{opt}$, $x_0 = y_0 = 0$. На вставке – зависимость оптимального радиуса w_{opt} от пиковой интенсивности I_0 для тех же параметров.

где необходимо учесть зависимость эффективной массы электрона от w_0 , а также то, что $z_c \sim w_0^2$. Немонотонность зависимости энергии электрона от радиуса фокусировки становится понятной, если учесть, что поле E_z должно быть достаточно большим не только в области фокуса, но и в области «однополярности» за фокусом. Отметим, что с ростом пиковой интенсивности I_0 оптимальный радиус фокусировки w_{opt} увеличивается (см. вставку на рис.6).

Для предельных в настоящее время интенсивностей I_0 оптимальная фокусировка может оказаться недостижимой вследствие ограничения предельной мощности излучения современных лазерных источников ($P \lesssim 10$ ПВт). Однако с учетом перспективы развития лазерной технологии мы выполнили численные эксперименты и для излучения с $I_0 = 10^{22}$ Вт/см², $w_0 = 50\lambda$ (кривая 2 на рис.6), которые показали возможность ускорения электронов до энергий, превышающих несколько гигаэлектронвольт. Для более реальной в настоящее время ситуации ($I_0 = 10^{22}$ Вт/см², $w_0 = 10\lambda$) численный эксперимент показывает возможность достижения энергии $\varepsilon \sim 1$ ГэВ (рис.2), что сопоставимо с энергиями, получаемыми на «больших» ускорителях типа SLAC.

Наконец, рассмотрим возможность ускорения электронов, начальная скорость которых не совпадает точно с направлением распространения лазерного излучения ($\theta_0 \neq 0$). На рис.7 показана зависимость набранной электроном энергии $\Delta\varepsilon$ от угла θ_0 . С ростом θ_0 энергия $\Delta\varepsilon$ уменьшается, что связано с выходом электрона из лазерного пучка (в поперечном направлении) до того, как он наберет максимальную энергию. При этом характерный разброс углов, при котором $\Delta\varepsilon$ меняется незначительно, $\delta\theta_0 \sim 5 - 10^\circ$, что гораздо больше, чем в схеме с вхождением электрона в лазерный пучок «сбоку» [3–8]. Для параметров, указанных на рис.7, в зависимости $\Delta\varepsilon(\theta_0)$ имеется максимум, который находится при очень малых, но не равных нулю углах θ_0 . Интерпретация этого максимума состоит в том, что электрон может набрать дополнительную энергию при выходе из лазерного пучка в поперечном направлении (за счет поперечной поперечной силы) без существенных потерь энергии продольного движения. Оптимизация угла θ_0 в случае излучения с пиковой интенсивностью $I_0 = 10^{20}$ Вт/см² позволяет увеличить максимальную энергию электрона приблизительно на 40%. В то же время для излучения с $I_0 = 10^{22}$ Вт/см² дополнительного максимума в распределении $\Delta\varepsilon(\theta_0)$ мы не обнаружили.

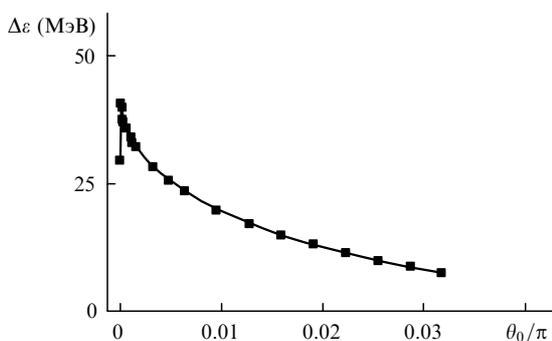


Рис.7. Зависимость энергии электрона $\Delta\varepsilon$ от угла θ_0 между направлением распространения лазерного излучения циркулярной поляризации и начальной скоростью электрона при $I_0 = 10^{20}$ Вт/см², $\tau = 20T$, $V_{0z} = 0.9c$, $z_0 = -0.1z_c$, $x_0 = y_0 = 0$, $w_0 = 30\lambda$.

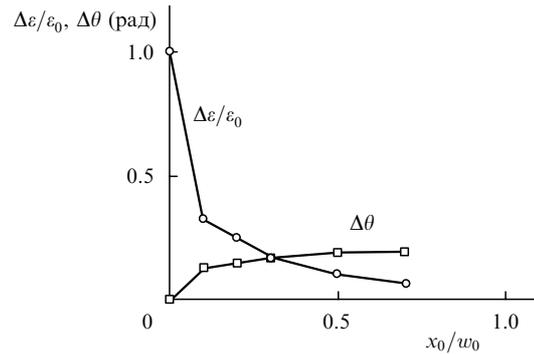


Рис.8. Зависимости угла отклонения электрона от оси лазерного пучка $\Delta\theta$ и энергии электрона $\Delta\varepsilon$ от его начальной поперечной координаты x_0 для излучения циркулярной поляризации с $I_0 = 10^{20}$ Вт/см², $\tau = 20T$, $w_0 = 10\lambda$ ($V_{0z} = 0.9c$, $V_{0x} = V_{0y} = 0$, $z_0 = z_{opt}$, $y_0 = 0$); ε_0 – энергия, соответствующая координате $x_0 = 0$.

В заключение рассмотрим возможность ускорения в продольной схеме пучка электронов (когда начальные координаты электронов соответствуют их различным положениям относительно оси лазерного пучка). На рис.8 показано распределение энергии и углов вылета ускоренных электронов в этом случае. Видно, что существенного отклонения $\Delta\theta$ траекторий электронов от оси лазерного пучка не происходит ($\Delta\theta < 0.1\pi$).

5. Выводы

Таким образом, мы обнаружили и объяснили новый механизм лазерного ускорения электронов, эффективный лишь для коротких лазерных импульсов большой интенсивности. Он базируется на действии как поперечных, так и продольных полей сфокусированного лазерного излучения. Причем существенную роль в процессе ускорения играет различие в фазовых скоростях поперечного и продольного движения электрона. В предложенной схеме преодолевается случайный характер ускорения до релятивистских скоростей и решается проблема с выводом ускоренного электрона из поля. Показано, что за счет этого механизма в лазерных лабораториях возможно ускорение электронов до энергий $\varepsilon \gtrsim 1$ ГэВ, что сопоставимо с энергиями, достигаемыми на «больших» ускорителях типа SLAC.

- Perry M.D., Pennington D., Stuart B.C., et al. *Opt. Lett.*, **24**, 160 (1999).
- Tajima T., Mourou G. In *Superstrong fields in plasmas*. Eds M.Lontano, G.Mourou, O.Svelto, T.Tajima. (New York: Melville, 2002, v. 611, p. 423–436).
- Salamin Y.I., Mocken G.R., Keitel C.H. *Phys. Rev. E*, **67**, 016501 (2003).
- Salamin Y.I., Mocken G.R., Keitel C.H. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, **5**, 101301 (2002).
- Salamin Y.I., Keitel C.H. *Phys. Rev Lett.*, **88**, 095005 (2002).
- Kong Q., Ho Y.K., Wang J.X., et al. *Phys. Rev. E*, **61**, 1981 (2000).
- Wang P.X., Ho Y.K., Yuan X.Q., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 2253 (2001).
- Wang J.X., Ho Y.K., Kong Q., et al. *Phys. Rev. E*, **58**, 6575 (1998).
- Бахари А., Таранухин В.Д. *Квантовая электроника*, **33** (6), 563 (2003).
- Scully M.O., Zubairy M.S. *Phys. Rev. A*, **44**, 2656 (1991).
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теория поля* (М.: Наука, 1988).
- Davis L.W. *Phys. Rev. A*, **19**, 1177 (1979).
- Sarachik E.S., Shappert G.T. *Phys. Rev. D*, **1**, 2738 (1970).
- Таранухин В.Д. *ЖЭТФ*, **117**, 511 (2000).