

# Релятивистское движение и излучение электрона в поле интенсивного лазерного импульса

А.Л.Галкин, В.В.Коробкин, М.Ю.Романовский, О.Б.Ширяев

*Проанализировано движение электрона в поле лазерного излучения релятивистской интенсивности с линейной и круговой поляризациями. Рассмотрение основано на численном решении уравнения Ньютона с силой Лоренца. Исследовано электромагнитное излучение электрона при его взаимодействии с лазерным импульсом. Показано, что это излучение имеет вид коротких импульсов с длительностью в аттосекундном диапазоне. Установлено, что в поле лазерного импульса с линейной поляризацией излучения изначально покоящийся электрон не движется по траекториям типа восьмерки.*

**Ключевые слова:** релятивистское движение электрона, генерация электромагнитных импульсов аттосекундной длительности.

## 1. Введение

Характер движения заряженной частицы (например, электрона) в поле лазерного импульса с релятивистской интенсивностью определяется пространственно-временным распределением интенсивности и поляризацией излучения. Параметры движения электрона могут быть определены путем решения уравнения Ньютона с силой Лоренца. В большинстве работ рассматриваются сфокусированные лазерные пучки с гауссовым поперечным распределением интенсивности. Такие пучки в фокусе имеют перетяжку. В фокальной области, называемой каустикой пучка, фазовый фронт можно считать плоским.

Изучению динамики электрона в электромагнитном поле на основе уравнения Ньютона с силой Лоренца посвящен ряд работ (см., напр., [1–6]). В [3, 4] показано, что электрон на некоторое время «захватывается» лазерным импульсом и перемещается вместе с ним. Анализ движения электрона в случае гауссова распределения интенсивности [7] показал, что первоначально покоящийся на оси лазерного импульса электрон ускоряется излучением до большой скорости на фронте импульса, а затем на спаде импульса тормозится. Находящийся вне оси электрон выталкивается под некоторым углом к оси распространения лазерного импульса. Кинетическая энергия такого электрона может достигать больших значений. Иногда данный процесс интерпретируется как рассеяние электрона. Отметим, что в случае очень интенсивного лазерного излучения амплитуда осцилляций электрона становится сравнимой с размером перетяжки каустики оптического поля.

Описание движения электрона в высокочастотном поле сопряжено со значительными трудностями в связи с большим числом осцилляций поля. Поэтому часто вме-

сто силы Лоренца для анализа движения электрона используется сила Лоренца, усредненная по ВЧ осцилляциям [8–11]. В литературе эта сила получила название пондеромоторной. Очевидно, что для очень коротких импульсов с малым числом осцилляций понятие пондеромоторной силы теряет смысл и для анализа движения необходимо использовать точное выражение для силы Лоренца.

В предыдущих работах не было уделено достаточно внимания сопоставлению движения электронов в полях с линейной и круговой поляризациями излучения, что является одной из задач настоящей работы. В дополнительном анализе нуждается также процесс выбрасывания электронов с большой кинетической энергией из области взаимодействия. Кроме того, не ясен вопрос о реализации траектории электрона в форме восьмерки для лазерного импульса с линейной поляризацией излучения.

Представляет также интерес подробное исследование процесса генерации электроном электромагнитного излучения при его взаимодействии с интенсивным лазерным полем. Вопросы, связанные с излучением заряженной частицы, движущейся в плоской волне, рассматривались, например, в работе [12].

## 2. Уравнения движения

В настоящей работе рассмотрена динамика электрона в интенсивном электромагнитном поле. На основе уравнений с силой Лоренца анализируется движение электрона в поле короткого лазерного импульса и релятивистской интенсивности с различными поляризациями (линейной и круговой).

Предположим, что лазерное излучение представляет собой сфокусированный пучок с гауссовым поперечным распределением интенсивности. В окрестности каустики фазовый фронт пучка можно считать плоским. Используем приближение, в котором процесс взаимодействия лазерного излучения с электроном локализован в данной окрестности. При определенных условиях в результате взаимодействия с полем электрон может покинуть эту

А.Л.Галкин, В.В.Коробкин, М.Ю.Романовский, О.Б.Ширяев. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: galkin@kapella.gpi.ru

Поступила в редакцию 15 мая 2007 г., после доработки – 3 июля 2007 г.

область с ненулевой кинетической энергией. В качестве оценки продольного размера каустики будем использовать удвоенную рэлеевскую длину  $2L_R$ , где  $L_R = \pi\rho_0^2/\lambda$ , а  $\rho_0$  и  $\lambda$  – радиус пучка в центре каустики и его длина волны.

На электрон действует высокочастотная сила Лоренца и уравнение движения электрона имеет следующий вид:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -e\mathbf{E} - \frac{e}{c}[\mathbf{v}\mathbf{H}], \quad (1)$$

где  $\mathbf{p}$  – импульс электрона;  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  – электрическая и магнитная напряженности лазерного поля;  $e > 0$  – абсолютная величина заряда электрона. Уравнение (1) дополняется начальными условиями для скорости и положения электрона:

$$\mathbf{v}(0) = \mathbf{v}_0, \quad \mathbf{r}(0) = \mathbf{r}_0. \quad (2)$$

Выберем систему координат так, чтобы лазерный импульс распространялся вдоль оси  $z$ . При этом его фазовый фронт является плоским, а поверхность постоянной фазы перпендикулярна оси  $z$ .

В покомпонентной записи уравнение (1) принимает вид

$$\frac{d}{dt} \frac{mv_x}{(1 - v^2/c^2)^{1/2}} = -e\left(E_x - \frac{v_z}{c}H_y\right), \quad (3)$$

$$\frac{d}{dt} \frac{mv_y}{(1 - v^2/c^2)^{1/2}} = e\left(E_y + \frac{v_z}{c}H_x\right), \quad (4)$$

$$\frac{d}{dt} \frac{mv_z}{(1 - v^2/c^2)^{1/2}} = -e\left(\frac{v_x}{c}H_y - \frac{v_y}{c}H_x\right), \quad (5)$$

где  $m$  – масса покоя электрона. В случае линейной поляризации электрическое поле будем считать направленным вдоль оси  $x$ . При этом магнитное поле направлено вдоль оси  $y$ :  $E_x = H_y = E_0(x, y, \xi) \cos \omega\xi$ , где  $\xi = t - z/c$ , а  $\omega = 2\pi c/\lambda$ . Аналогично в случае круговой поляризации  $E_x = H_y = (1/\sqrt{2})E_0(x, y, \xi) \cos \omega\xi$  и  $E_y = -H_x = (1/\sqrt{2})E_0(x, y, \xi) \sin \omega\xi$ . Амплитуда поля  $E_0(x, y, \xi)$  связана с интенсивностью  $I$  соотношением

$$I(x, y, \xi) = \frac{c}{8\pi} E_0^2(x, y, \xi). \quad (6)$$

Отметим, что при одинаковой интенсивности лазерного излучения амплитуды полей с разными поляризациями отличаются в  $\sqrt{2}$  раз.

Будем использовать следующую зависимость амплитуды  $E_0(x, y, \xi)$  от времени и координат:

$$E_0(x, y, \xi) = E_m \exp \left\{ - \left( \frac{\xi - z_d/c}{\tau} \right)^s - \left[ \frac{(x^2 + y^2)^{1/2}}{\rho_0} \right]^q \right\}. \quad (7)$$

Здесь  $E_m$  – максимальное значение напряженности поля;  $z_d$  – величина первоначального сдвига импульса относительно электрона, обеспечивающая при численном решении плавное включение поля;  $\tau$  – длительность импульса. Параметр  $s$  определяет временную форму импульса, а параметр  $q$  – поперечное распределение напряженности поля. В данной работе в основном исследовались пучки с гауссовыми временным и поперечным распределениями поля ( $s = q = 2$ ). При  $\rho \rightarrow \infty$  поле представляет собой неограниченную плоскую волну.

Если продольные перемещения заряженной частицы при ее взаимодействии с интенсивным световым импульсом превышают размер каустики, то распределением (7) пользоваться нельзя. Фазовая и групповая скорости импульса в вакууме равны  $c$ .

В основном расчеты выполнены в предположении, что при  $t = 0$  заряженная частица находится в точке  $z_0 = 0$ . Значительная часть расчетов проведена для случая, когда при  $t = 0$  заряженная частица находится на оси пучка ( $x_0 = y_0 = 0$ ), но также рассмотрено влияние начального радиального сдвига на характер движения. Если начальные условия (2) таковы, что  $v_{0y} = 0$ , то движение электрона локализовано в плоскости  $xz$ .

### 3. Движение электрона в поле линейно поляризованного излучения

Представленные в работе расчеты с использованием выражения (7) выполнены для различных значений  $s$  и  $q$ , но наиболее полно проанализирована динамика электрона для  $s = 2$  и  $q = 2$ .

Уравнения (3)–(5) могут быть записаны в безразмерных переменных  $x/\lambda$ ,  $z/\lambda$ ,  $ct/\lambda$  и  $v/c$ . При численном решении интерес представляют безразмерные координаты, компоненты скорости и ускорения ( $\lambda v'_x/c^2$  и  $\lambda v'_z/c^2$ ), а также полная кинетическая энергия частицы  $W/(mc^2)$ . Здесь и далее штрих означает производную по времени.

Безразмерная амплитуда поля выражается через безразмерную интенсивность  $I/I_r$ , где  $I_r$  – релятивистская интенсивность. В литературе используются несколько выражений для  $I_r$ , различающихся численным множителем. На наш взгляд, наиболее корректный критерий для такого определения должен быть основан на сравнении максимальной полной энергии электрона, осциллирующего в поле короткого лазерного импульса, с энергией покоя  $mc^2$ . Тогда

$$I_r = \frac{m^2 c^3 \omega^2}{8\pi e^2} = 1.37 \times 10^{18} \lambda^{-2}.$$

Здесь  $I_r$  взято в Вт/см<sup>2</sup>, а  $\lambda$  – в микрометрах.

На рис. 1 показаны временные профили для  $x/\lambda$ ,  $v_x/c$ ,  $z/\lambda$ ,  $v_z/c$ ,  $\lambda v'_z/c^2$  и  $W/(mc^2)$ . Эти профили получены для распределения (7) в случае короткого импульса с параметрами  $I/I_r = 25$  (релятивистский случай),  $s = 2$  (гауссова временная форма),  $ct/\lambda = 4$ ,  $q = 2$ ,  $\rho_0/\lambda = 5$  при нулевой начальной скорости и нулевом начальном поперечном смещении электрона.

Рассматриваемый случай линейной поляризации имеет следующие особенности:

- поперечные координата  $x$  и скорость  $v_x$  осциллируют с переменной частотой, причем в начале и в конце импульса (при малых интенсивностях) частота осцилляций совпадает с частотой исходного электромагнитного излучения, а при больших интенсивностях она значительно уменьшается, форма осцилляций очень сильно отличается от синусоидальной;

- продольная скорость  $v_z$  осциллирует с удвоенной частотой осцилляций поперечной координаты и скорости, причем величина скорости всегда неотрицательна, форма осцилляций приближается к прямоугольной, а после окончания импульса продольная скорость равна нулю;

- средняя продольная скорость может достигать значений, близких к  $c$ , что приводит к своеобразному «захвату» частицы полем лазерного импульса и значитель-

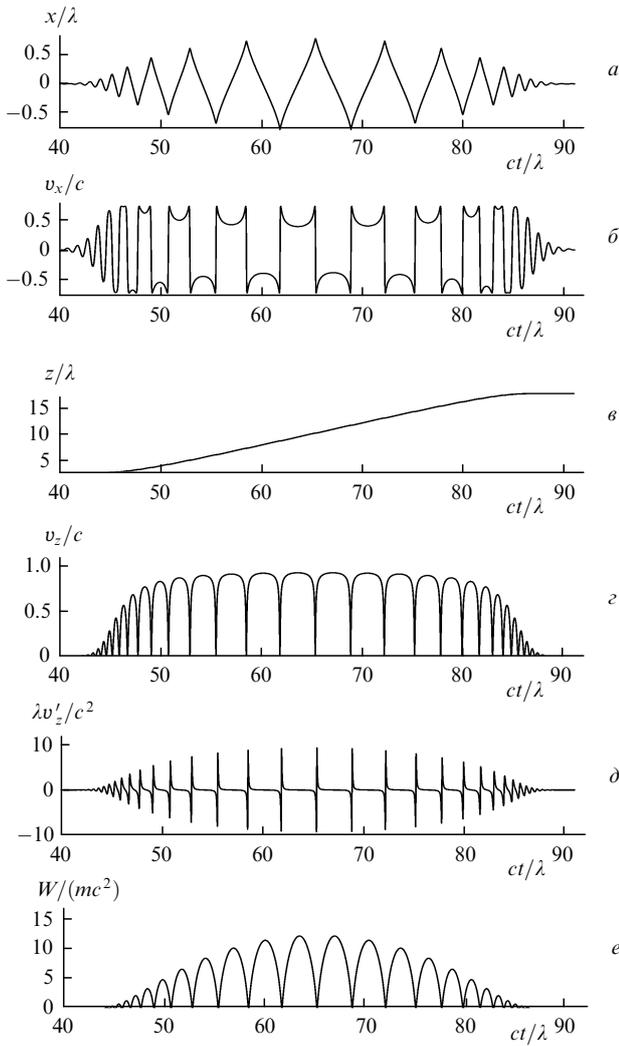


Рис.1. Временные профили параметров  $x/\lambda$  (а),  $v_x/c$  (б),  $z/\lambda$  (в),  $v_z/c$  (г),  $\lambda v'_z/c^2$  (д) и  $W/(mc^2)$  (е) релятивистского ( $I/I_r = 25$ ) движения электрона при линейной поляризации излучения. Профили получены для короткого импульса с распределением поля (7) при  $s = 2$  (гауссова временная форма),  $ct/\lambda = 4$ ,  $q = 2$ ,  $\rho_0/\lambda = 5$  для нулевой начальной скорости и нулевого начального поперечного смещения электрона.

ному увеличению времени взаимодействия частицы с полем;

- продольное ускорение  $v'_z$  осциллирует вокруг нулевого значения синхронно с осцилляциями продольной скорости, причем положительные и отрицательные значения ускорения примерно равны, а сами осцилляции представляют собой узкие пики в моменты времени, соответствующие нулевым значениям продольной скорости;

- продольная координата  $z$  возрастает с течением времени почти линейно, и за все время импульса продольное смещение конечно, причем его величина весьма значительна (несколько десятков длин волн для рассматриваемого случая).

Ранее в работах [3, 4, 7, 13] сообщалось об эффекте «захвата» электрона интенсивным световым полем и ангармоническом характере его осцилляций, а в [14] предложено аналитическое выражение для продольного смещения электрона.

Заметим, что в рассматриваемом случае у заряженной частицы нет траекторий типа восьмерки. Эти траек-

тории были предсказаны в [15] для плоской монохроматической линейно поляризованной волны для системы отсчета, в которой частица в среднем покоится. В случае взаимодействия первоначально покоящейся частицы с лазерным импульсом она неподвижна только вне лазерного импульса, а внутри него она всегда имеет отличную от нуля среднюю (по высокочастотным осцилляциям) продольную скорость, причем максимальное значение этой скорости  $v_m$  определяется интенсивностью и достигается на вершине импульса. Поэтому траектория типа восьмерки может быть реализована лишь на плоской вершине лазерного импульса, и для этого частица должна первоначально двигаться навстречу лазерному импульсу со скоростью  $v_m$ .

В качестве примера реализации траектории типа восьмерки на рис.2 представлены результаты расчета траектории электрона, движущегося навстречу лазерному импульсу со скоростью  $v_m$ . В данном случае расчет проводился для более длинного импульса, имеющего плоскую вершину ( $s = 4$ ,  $ct/\lambda = 16$ ,  $q = 2$ ,  $\rho_0/\lambda = 5$ ,  $I/I_r = 25$ ). При таких параметрах  $v_m/c = -0.862$ . Видно (рис.2,а), что на плоской части импульса нет продольного дрейфового смещения электрона по оси  $z$ , имеют место только осцилляции относительно некоторого среднего значения. На рис.2,б показан участок траектории электрона в координатах  $x, z$  в центре плоской части импульса. Этот участок соответствует движению по траектории типа восьмерки в течение пяти осцилляций.

Следующая серия расчетов была посвящена изучению картины движения заряженной частицы, первоначально смещенной относительно оси лазерного пучка по направлению  $x$ . Основным результатом состоит в том, что частица выталкивается из светового импульса, причем не только в радиальном, но и в продольном направлении. Частица продолжает свое движение и после прохождения светового импульса. Очень важным свойством такого движения является то, что у нее сохраняются ненулевые значения и радиальной и продольной компонент скорости. Ранее такой характер движения исследовался, например, в [5].

Траектории движения электронов с различным начальным смещением относительно оси приведены на рис.3,а. Параметры лазерного импульса те же, что и для рис.1. На рис.3,б показана зависимость от первоначального смещения кинетической энергии электрона после его взаимодействия с импульсом.

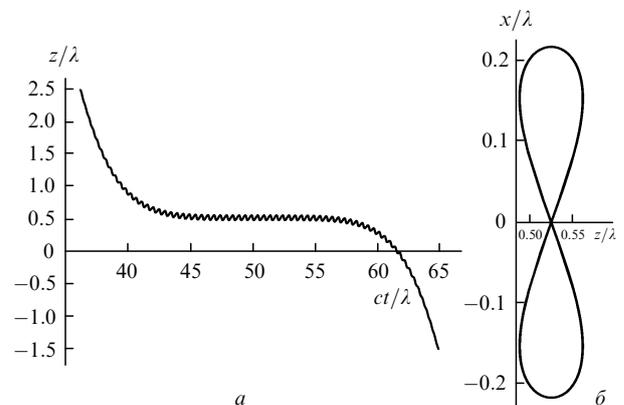


Рис.2. Результаты расчета траектории электрона в координатах  $z, t$  (а) и  $x, z$  (б), движущегося навстречу лазерному импульсу со скоростью  $v_m$ .

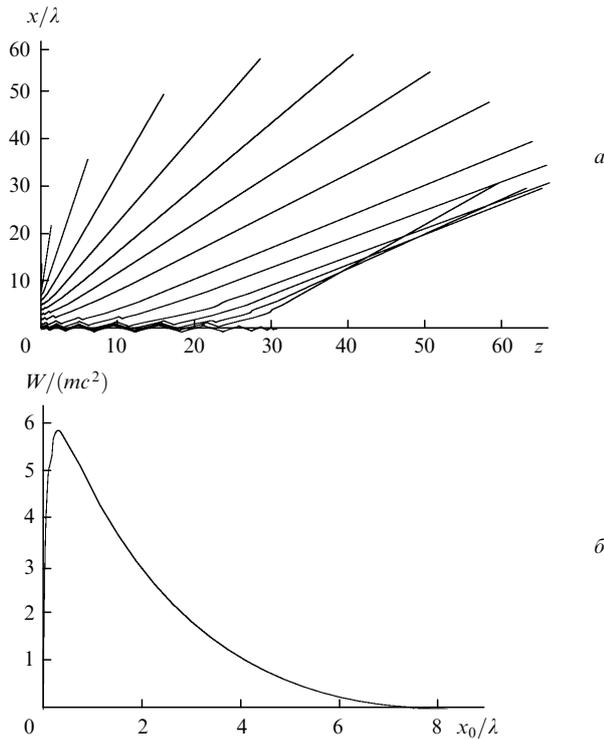


Рис.3. Траектории движения электронов с различным начальным смещением относительно оси импульса (а) и зависимость кинетической энергии электрона после взаимодействия с импульсом от первоначального смещения (б). Параметры лазерного импульса те же, что и для рис.1.

Угол вылета электрона сильно зависит от первоначального смещения. Электроны, ускоряемые импульсом, можно условно разделить на три группы. К первой группе относятся электроны с первоначальным смещением  $x_0/\lambda = 0.05 - 1$ . Они покидают зону взаимодействия вблизи максимума интенсивности лазерного импульса и имеют максимальную кинетическую энергию. Для этой группы электронов преобладает продольная компонента силы, и они вылетают преимущественно вперед. Ко второй группе относятся электроны с первоначальным смещением  $x_0/\lambda > 1$ . Они покидают зону взаимодействия в самом начале импульса и имеют минимальную кинетическую энергию. Для этой группы электронов преобладает поперечная компонента силы, и угол их вылета приближается к прямому по отношению к направлению распространения импульса. К третьей группе относятся электроны с первоначальным смещением  $x_0/\lambda < 0.05$ . Они долго осциллируют внутри импульса и покидают зону взаимодействия на «хвосте» лазерного импульса. Для этой группы электронов также преобладает поперечная компонента силы, и угол их вылета приближается к прямому по отношению к направлению распространения импульса.

Для рассматриваемого случая линейной поляризации при первоначальном смещении по оси  $y$  выталкивание электронов из пучка не происходит.

#### 4. Движение электрона в поле излучения с круговой поляризацией

На рис.4 показаны временные профили для  $x/\lambda$ ,  $v_x/c$ ,  $z/\lambda$ ,  $v_z/c$ ,  $\lambda v'_z/c^2$  и  $W/(mc^2)$ . Эти профили получены для распределения (7) в случае короткого импульса с пара-

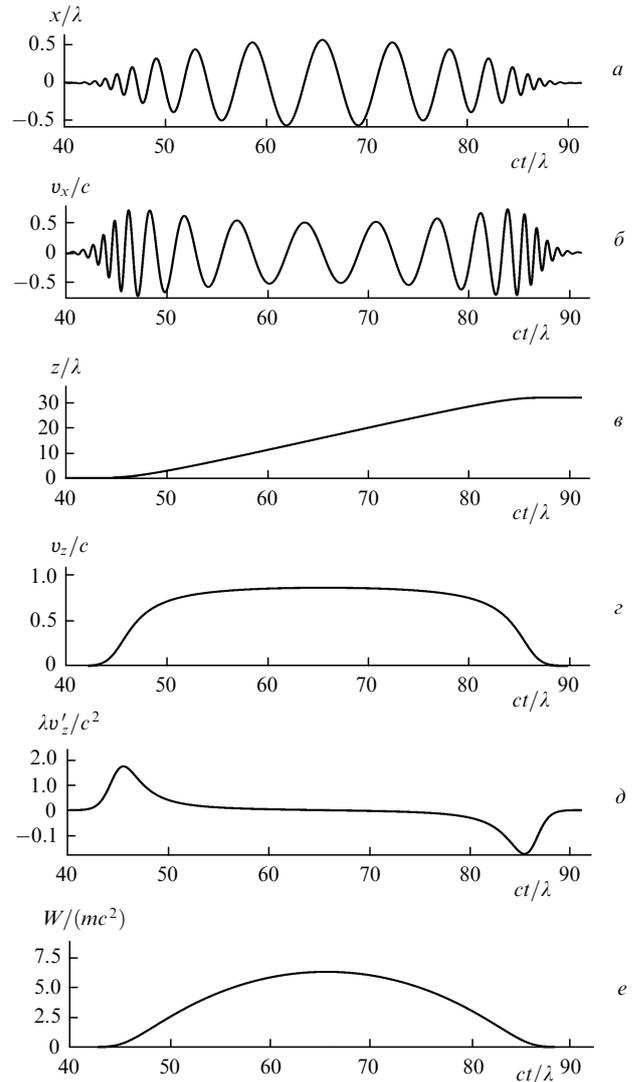


Рис.4. Временные профили параметров  $x/\lambda$  (а),  $v_x/c$  (б),  $z/\lambda$  (в),  $v_z/c$  (г),  $\lambda v'_z/c^2$  (д) и  $W/(mc^2)$  (е) релятивистского ( $I/I_T = 25$ ) движения электрона при круговой поляризации излучения. Параметры лазерного импульса и начальные данные для электрона те же, что и для рис.1.

метрами  $I/I_T = 25$  (релятивистский случай),  $s = 2$  (гауссова временная форма),  $ct/\lambda = 4$ ,  $q = 2$ ,  $\rho_0/\lambda = 5$  при нулевой начальной скорости и нулевом начальном поперечном смещении электрона.

Рассматриваемый случай круговой поляризации имеет следующие особенности:

- осцилляции по координатам  $x$  и  $y$  имеют четко выраженный синусоидальный характер в отличие от случая линейной поляризации;
- поперечные координата  $x$  и скорость  $v_x$  осциллируют с переменной частотой, причем в начале и в конце импульса (при малых интенсивностях) частота осцилляций совпадает с частотой исходного электромагнитного излучения, а при больших интенсивностях она значительно уменьшается;
- продольная скорость  $v_z$  не осциллирует, а на зависимости продольной координаты  $z$  от времени нет ступенек;
- продольное ускорение  $v'_z$  имеет «гладкий» характер: электрон ускоряется передней частью импульса и тормозится на его спаде.

Продольные смещения для линейной и круговой поляризации одинаковы при одинаковой форме импульсов и их равных максимальных интенсивностях. «Гладкая» продольная скорость при круговой поляризации является точным усреднением осциллирующей продольной скорости при линейной поляризации.

### 5. Электромагнитное излучение электрона при движении в поле интенсивного светового импульса

Рассмотрим электромагнитное излучение электрона, движущегося под действием силы Лоренца, создаваемой полем интенсивного лазерного импульса. Точка, в которой исследуется излучение, задается радиусом-вектором  $\mathbf{R}_0$ , проведенным в нее из начала системы координат, использовавшейся для анализа движения электрона.

Полученные выше характеристики движения электрона в поле лазерного импульса используем для исследования излучательных характеристик электрона. Выражение для электрического поля излучения, получаемое с помощью потенциалов Лиенара – Вихерта, имеет (для электрона) следующий вид:

$$E = -e \frac{1 - v^2/c^2}{(R - \mathbf{R}\mathbf{v}/c)^3} \left( \mathbf{R} - \frac{\mathbf{v}}{c} R \right) - \frac{e}{c^2 (r - \mathbf{R}\mathbf{v}/c)^3} \times \left[ \mathbf{R} \left[ \left( \mathbf{R} - \frac{\mathbf{v}}{c} R \right) \mathbf{v}' \right] \right], \quad (8)$$

где  $\mathbf{v} = d\mathbf{r}/dt$ ;  $\mathbf{v}' = d^2\mathbf{r}/dt^2$ . Вектор  $\mathbf{R}$  соединяет электрон с точкой наблюдения, радиус-вектор электрона в этой же

системе координат обозначим как  $\mathbf{r}$ . Эти векторы связаны соотношением  $\mathbf{r}(t) + \mathbf{R}(t) = \mathbf{R}_0$ . Все величины в (8) берутся в момент времени  $t$ . Они могут быть пересчитаны на момент времени  $t_{\text{рег}}$  прихода излучения в точку наблюдения. С учетом запаздывания  $t$  и  $t_{\text{рег}}$  связаны соотношением  $t + R(t)/c = t_{\text{рег}}$ .

Ниже определено электрическое поле электромагнитного излучения движущегося электрона в точке наблюдения. Эта точка расположена в плоскости  $xz$  на расстоянии  $R_0/\lambda = 7500$ . Угол  $\theta$  между  $\mathbf{R}_0$  и осью  $z$  варьировался в широких пределах.

Амплитуда поля излучения электрона в направлении распространения лазерного импульса ( $\theta = 0$ ) полностью воспроизводит амплитуду исходного поля. На рис.5 представлены результаты расчета временной зависимости электрического поля в точках наблюдения для углов  $\theta = 15^\circ, 20^\circ, 25^\circ$  и  $30^\circ$ . Видно, что излучение представляет собой пуг очень коротких импульсов. Число импульсов и их взаимное расположение соответствуют траекториям движения, приведенным на рис.1.

На рис.6 представлены в укрупненном масштабе результаты расчета временной зависимости поля центрального импульса (рис.5) для тех же значений углов  $\theta$ . Видно, что параметры импульса излучения существенным образом зависят от угла наблюдения. Существует некоторый критический угол, при котором происходит резкое изменение формы и структуры импульса. Как следует из рис.1, траектория электрона при релятивистском движении состоит из участков, близких к прямолинейным; критический угол совпадает с углом наклона участка, с которого происходит излучение. При приведенных выше параметрах критический угол равен  $22^\circ$ . Импульс при угле наблюдения, меньшем критического ( $\theta =$

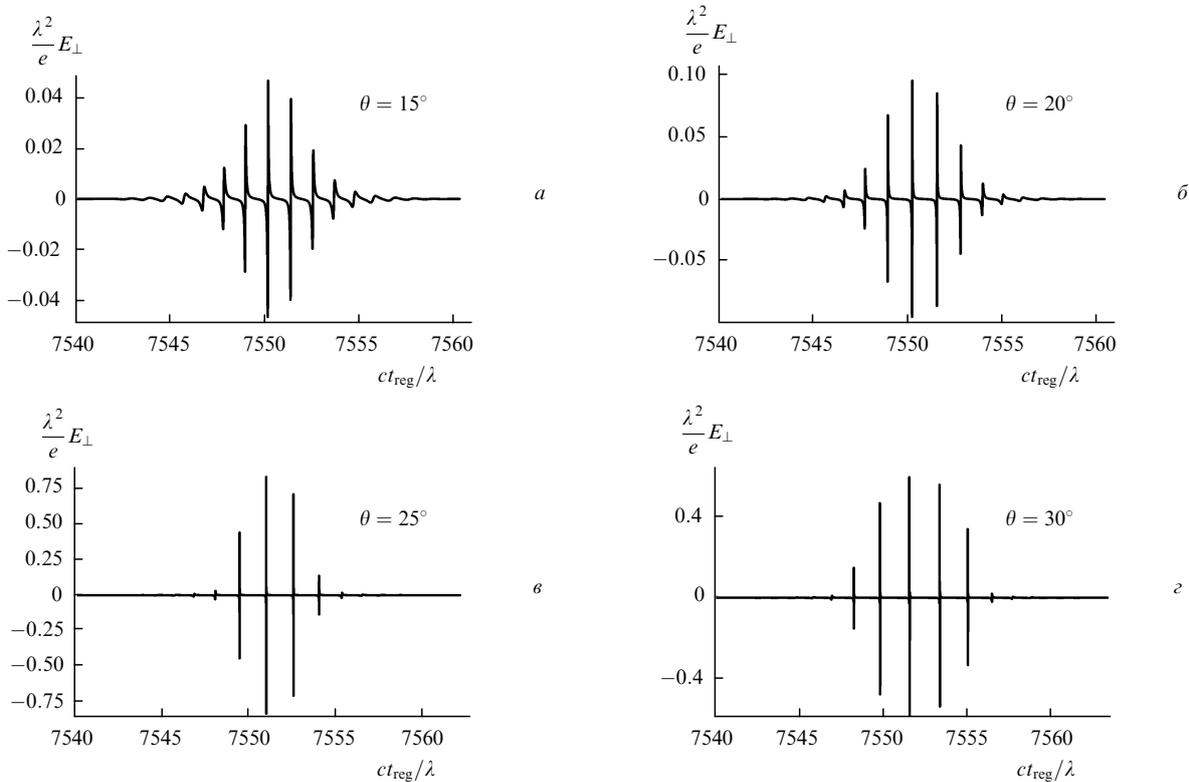


Рис.5. Зависимости от времени перпендикулярной составляющей  $E_{\perp}$  электрического поля электромагнитного излучения движущегося электрона (с теми же параметрами движения электрона, что и для рис.1) в точках наблюдения на расстоянии  $R_0/\lambda = 7500$  для углов  $\theta = 15^\circ, 20^\circ, 25^\circ$  и  $30^\circ$ .

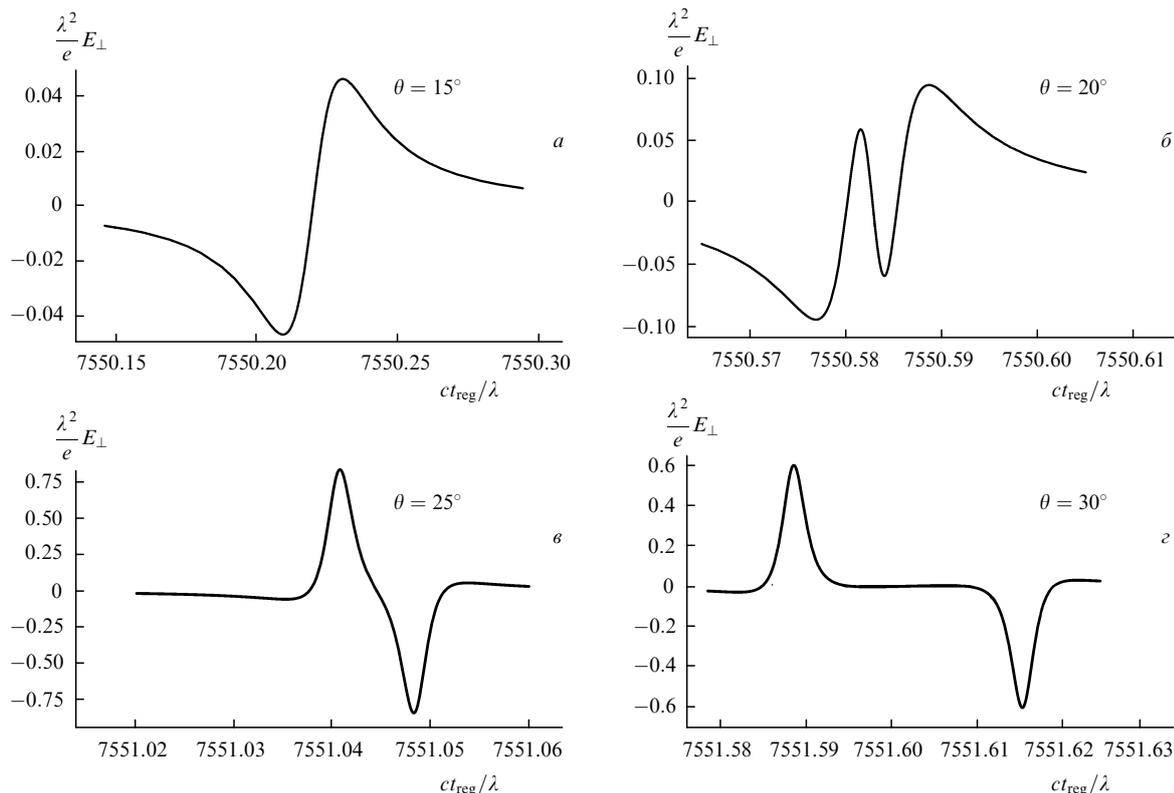


Рис.6. Зависимости от времени перпендикулярной составляющей  $E_{\perp}$  электрического поля центрального импульса пучка (рис.5) для углов  $\theta = 15^{\circ}, 20^{\circ}, 25^{\circ}$  и  $30^{\circ}$ .

$15^{\circ}$ ), представлен на рис.6,а. Поле импульса принимает отрицательные и положительные значения, общая длительность импульса примерно равна  $8 \times 10^{-2} \lambda/c$ . При угле наблюдения, близком критическому ( $\theta = 20^{\circ}$ ), импульс начинает менять полярность и приобретает более сложную форму (рис.6,б). При угле наблюдения, большем критического ( $\theta = 25^{\circ}$ ), импульс сильно укорачивается и полностью меняет полярность. Его общая длительность примерно равна  $10^{-2} \lambda/c$  (рис.6,в). Для длины волны  $\lambda = 8 \times 10^{-5}$  см (Ti:сапфировый лазер) это соответствует длительности 26 ас. При дальнейшем увеличении  $\theta$  излучение расщепляется на два разнесенных импульса с положительной и отрицательной полярностями (рис.6,г). Длительность каждого из них примерно равна  $2 \times 10^{-3} \lambda/c$ , что соответствует 5.2 ас. Максимальная напряженность поля достигается при угле наблюдения, равном критическому. Отметим, что критический угол и параметры сверхкоротких импульсов зависят от величины  $I/I_T$ .

Наблюдаемое укорочение импульса в рассматриваемом релятивистском случае объясняется тем, что электрон движется по прямолинейным участкам траектории со скоростью, близкой к скорости света. В результате этого вклады поля, генерируемого электроном в разные моменты его движения, приходят в точку наблюдения практически одновременно.

### 6. Параметрическое представление движения электрона в поле силы Лоренца

При движении заряженной частицы в высокочастотном поле с линейной поляризацией, представляющем собой распространяющуюся вдоль оси  $z$  волну с плоским фазовым фронтом, существует инвариант движения [16]

$$(p^2 + m^2 c^2)^{1/2} - p_z = \text{const.} \tag{9}$$

Ниже он используется для получения параметрического представления движения заряженной частицы, первоначально находящейся на оси пучка.

Для получения такого представления величина  $v_z$  с помощью инварианта (9) (в предположении  $v_y = 0$ ) выражается через  $v_x$  и подставляется в уравнение (3). С учетом сделанного приближения  $E(0, 0, \xi) = \Psi(\xi)$ , и уравнение (3) переходит в дифференциальное уравнение относительно  $x(\xi)$ , зависящее только от одной переменной  $\xi$ . Данное уравнение решается с применением многомасштабного асимптотического метода, аналогичного использовавшемуся в [14]. Его решения для  $x$  и  $p_x$  (для случая  $v_{z0} = 0$ ) могут быть представлены в виде сходящихся рядов:

$$x = \frac{e}{m\omega^2} \sum_{n=0}^{\infty} (n+1) \omega^{-n} \Psi^{(n)}(\xi) \cos\left(\omega\xi + \frac{n\pi}{2}\right), \tag{10}$$

$$p_x = -\frac{e}{\omega} \sum_{n=0}^{\infty} \omega^{-n} \Psi^{(n)}(\xi) \sin\left(\omega\xi + \frac{n\pi}{2}\right), \tag{11}$$

где  $\Psi^{(n)}$  – амплитуда соответствующего члена разложения  $\Psi(\xi)$  по степеням  $1/\omega$ .

Решения (10) и (11) получены в предположении, что интенсивность в максимуме такова, что амплитуда поперечных осцилляций мала по сравнению с характерным поперечным масштабом изменения интенсивности  $\rho_0$ . В некотором смысле эти решения являются обобщением на нестационарный случай приведенного в [15] решения для движения электрона в стационарном электромагнитном поле плоской волны. Они могут быть использованы для уточнения выражения для пондеромоторной силы в полях с релятивистской интенсивностью.

Выражения (10) и (11) применялись для численных расчетов величин  $x$ ,  $z$ ,  $v_x$  и  $v_z$  на оси импульса. Это решение сравнивалось с вышеприведенными результатами численных расчетов с использованием силы Лоренца, выполненных для первоначального расположения заряженной частицы на оси. Во всех расчетах использование только двух первых членов рядов (10) и (11) обеспечивало удовлетворительную точность.

## 7. Выводы

1. Электромагнитное излучение электрона, движущегося в поле релятивистского лазерного импульса с линейной поляризацией, в достаточно широком диапазоне углов наблюдения (передняя полусфера за исключением приосевых значений) представляет собой цуг коротких импульсов. Длительность отдельного импульса в цуге много меньше периода световых колебаний. Параметры этих сверхкоротких импульсов зависят от величины  $I/I_T$  ( $I_T$  – релятивистская интенсивность). Амплитуда поля излучения электрона в направлении распространения лазерного импульса полностью воспроизводит амплитуду исходного поля.

2. Электрон в поле с релятивистской интенсивностью частично «захватывается» этим полем, что приводит к зависимости периода его колебаний от локального значения интенсивности. Колебания электрона в оптическом поле с линейной поляризацией имеют существенно ангармонический характер, а в поле с круговой поляризацией они являются синусоидальными.

3. Первоначально смещенный относительно оси лазерного пучка электрон выбрасывается из него в продольном и поперечном направлениях с кинетической энергией, сравнимой с энергией осцилляций.

4. При линейной поляризации частица не движется по траекториям типа восьмерки. Такая траектория может

быть реализована лишь на плоской вершине лазерного импульса, при этом частица должна первоначально двигаться навстречу лазерному импульсу со строго определенной скоростью.

5. Для электрона, первоначально покоящегося на оси лазерного импульса, продольное смещение одинаково для обеих поляризаций при одинаковой интенсивности импульса. Продольная скорость при круговой поляризации излучения является точным усреднением осциллирующей продольной скорости при линейной поляризации излучения.

6. Предложено параметрическое представление движения электрона в поле интенсивного электромагнитного импульса с линейной поляризацией излучения.

1. Wang J.X., Ho Y.K., Kong Q., et al. *Phys. Rev. E*, **58**, 6575 (1998).
2. Wang P.X., Ho Y.K., Yuan X.Q., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 2253 (2001).
3. Pang J., Ho Y.K., Yuan X.Q., Cao N., Kong Q., Wang P.X., Shao L., Esarey E.H., Sessler A.M. *Phys. Rev. E*, **66**, 066501 (2002).
4. Kong Q., Ho Y.K., Wang J.X., et al. *Phys. Rev. E*, **61**, 1981 (2000).
5. Hartemann F.V., Fochs S.N., Lesage G.P., et al. *Phys. Rev. E*, **51**, 4833 (1995).
6. Wang P.X., Hua J.F., Linc Y.Z., Ho Y.K. *Phys. Lett. A*, **300**, 76 (2002).
7. Галкин А.Л., Галстян А.М., Коробкин В.В., Романовский М.Ю., Ширяев О.Б. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 3, 31 (2007).
8. Гапонов А.В., Миллер М.А. *ЖЭТФ*, **34**, 242 (1958).
9. Битук Д.Р., Федоров М.В. *ЖЭТФ*, **116**, 1198 (1999).
10. Quesnel B., Mora P. *Phys. Rev. E*, **58**, 3719 (1998).
11. Галкин А.Л., Коробкин В.В., Романовский М.Ю., Ширяев О.Б. *ЖЭТФ*, **127**, 1195 (2005).
12. Sarachik E.S., Schappert G.T. *Phys. Rev. D*, **1**, 2738 (1970).
13. Moore C.I., Knauer J.P., Meyerhofer D.D. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 2439 (1995).
14. Startsev E.A., McKinstrie C.J. *Phys. Rev. E*, **55**, 7527 (1997).
15. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теория поля* (М.: Наука, 1978).
16. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. *ДАН СССР*, **145**, 1259 (1962).