
УДК 533.9

Особенности ускорения ультрарелятивистских электронов мощным лазерным излучением в режиме циклотронного авторезонанса

Н. А. Абдулов, В. П. Милантьев

Российский университет дружбы народов, Москва, Россия

Проведён анализ численного решения уравнений движения электронов в поле ультракороткого лазерного импульса, распространяющегося вдоль постоянного магнитного поля, при условии циклотронного авторезонанса. Показано, что при отсутствии условия циклотронного резонанса в момент инжекции электроны мгновенно покидают область взаимодействия. Поле лазерного излучения круговой поляризации задавалось в параксиальном приближении в виде гауссовых пучков основной и первой мод. Учитывались поправки первого приближения к компонентам поля излучения. Расчёты показали, что поправки первого порядка к поперечным компонентам векторов поля не оказывают существенно влияния на авторезонансное движение электронов, тогда как продольные компоненты первого приближения играют решающую роль. Было показано также, что в рассматриваемом случае конкретная форма импульса не имеет значения. Получены картины пространственного распределения векторов поля излучения в поперечной плоскости в зависимости от продольной координаты (направления распространения излучения). Показано, что характер изменения энергии пучка электронов сильно зависит от их положений инжекции в фокальной плоскости. При этом в зависимости от места инжекции возможно как ускорение, так и замедление пучка электронов. Показано, что при оптимальных условиях инжекции механизм циклотронного авторезонанса может обеспечить достаточно высокую эффективность ускорения ультрарелятивистских электронов в поле мощного лазерного излучения первой и основной мод с достаточно высоким средним темпом на расстоянии порядка двух рэлеевских длин. Предпочтительнее является основная мода из-за более простого описания поля этой моды, более высокого темпа ускорения и более широкой ускоряющей зоны инжекции пучка электронов.

Ключевые слова: циклотронный авторезонанс, ультрарелятивистский электрон, мощное лазерное излучение, ультракороткие импульсы, моды гауссовых пучков, авторезонансное ускорение

1. Введение

Авторезонансный механизм ускорения заряженных частиц, открытый Коломенским и Лебедевым [1] и Давыдовским [2], основан на том, что при движении частицы в вакууме в поле плоской электромагнитной волны, распространяющейся вдоль постоянного магнитного поля со скоростью света, начальное условие циклотронного резонанса является интегралом движения. Различные проблемы ускорения электронов в режиме циклотронного авторезонанса обсуждались во многих работах (см. обзоры [3, 4]). Эффективность авторезонансного ускорения существенно зависит от интенсивности ускоряющего излучения. Поэтому естественно возник интерес к авторезонансному механизму ускорения мощным лазерным излучением. Однако в этом случае имеется ряд особенностей, связанных с большой частотой излучения и его импульсным характером [5, 6]. Прежде всего, оказалось, что для выполнения условия циклотронного резонанса в начальный момент времени для покоящихся частиц требуются фантастически сильные ведущие магнитные поля. Если же рассматривать реалистичные значения магнитного поля, то в режим авторезонансного ускорения лазерным излучением могут вовлекаться лишь ультрарелятивистские электроны [5, 6]. Далее, импульсный характер излучения ставит проблему адекватного описания такого излучения и приводит к ряду особенностей движения электрона

в авторезонансном режиме. Наиболее изученным является авторезонансный механизм ускорения электронов импульсным лазерным излучением достаточно большой длительности, описываемым в рамках параксиального приближения [7, 8]. Вопрос о применимости параксиального приближения в случае коротких импульсов обсуждался в работах [9, 10]. Было показано, что лазерное излучение фемтосекундной длительности вполне может описываться в параксиальном приближении. Это приближение становится неприменимым в случае мощного остро сфокусированного лазерного излучения [11].

Основной целью данной работы является исследование возможности эффективного ускорения ультрарелятивистских электронов мощным лазерным излучением фемтосекундной длительности в режиме циклотронного авторезонанса.

2. Поле лазерного излучения

Описание мощного импульсного лазерного излучения, в общем, представляет собой достаточно сложную задачу [7–11]. Ограничимся рассмотрением импульсов, протяжённость которых превышает длину волны λ : $c\Delta t \gg \lambda$. Здесь Δt — длительность импульса, c — скорость света в вакууме. В этом случае для описания излучения можно использовать параксиальное приближение, в котором излучение представляется в виде гауссовых пучков произвольной моды [9]. Предполагается, что характерный размер пучка a в плоскости $z = 0$ (сужение гауссова пучка) намного превосходит длину волны λ , так что существует малый параметр:

$$\mu = 2/ka = a/z_R \ll 1. \quad (1)$$

Здесь $z_R = ka^2/2$ — рэлеевская длина, определяющая дифракционное распывание волнового пучка [7, 8], $k = 2\pi/\lambda = \omega/c$ — волновое число, ω — несущая частота волны, c — скорость света.

Поперечные компоненты электрического поля лазерного излучения в параксиальном приближении определяются с помощью параболического уравнения, вытекающего из точных уравнений Максвелла. Его решения находятся с помощью разложений по параметру (1) и представляются в виде гауссовых пучков m -ой моды [9]. Предполагается, что излучение распространяется вдоль внешнего постоянного магнитного поля (оси z). В случае аксиально-симметричных пучков круговой поляризации в нулевом приближении по параметру μ компоненты электрического поля, в общем, можно представить в виде [9]:

$$E_{xm} = f(\sigma)E_m(r, z) \sin(\theta + \psi_m), \quad E_{ym} = f(\sigma)E_m(r, z) \cos(\theta + \psi_m). \quad (2)$$

В этих формулах: $E_m(r, z)$ — амплитуда m -ой моды, ψ_m — её фаза, $\theta = kz - \omega t$ — «быстрая» фаза волны, распространяющейся вдоль внешнего постоянного магнитного поля (оси z), $r = \sqrt{x^2 + y^2}$. Функция $f(\sigma)$ определяет импульсный характер излучения, при этом параметр $\sigma = (t - z/c)/\Delta$, где Δ — длительность импульса. Импульсная функция $f(\sigma)$ может задаваться по-разному. В данной работе будем представлять её в виде [10]: $f(\sigma) = \cos^2(\frac{\pi}{2}\sigma)$.

Важную роль в движении электронов в поле импульсного лазерного излучения, как будет показано далее, играет продольная составляющая вектора напряжённости электрического поля, являющаяся величиной первого порядка по параметру μ [9]:

$$E_{zm} = f(\sigma) [E_1(r, z) \sin(\theta + \psi_m) + E_2(r, z) \cos(\theta + \psi_m)], \quad (3)$$

$$E_1 = -\frac{1}{k} (\partial_y E_m + E_m \partial_x \psi_m), \quad E_2 = \frac{1}{k} (\partial_x E_m - E_m \partial_y \psi_m), \quad \partial_x \equiv \frac{\partial}{\partial x}, \quad \partial_y \equiv \frac{\partial}{\partial y}.$$

Поперечные компоненты векторов поля излучения в нулевом и первом приближениях по параметру (1) связаны общими соотношениями:

$$B_{xm} = -E_{ym}, \quad B_{ym} = E_{xm}. \quad (4)$$

Продольная составляющая вектора магнитного поля, так же как и электрического поля, является величиной первого порядка [9]:

$$B_{zm} = f(\sigma) [B_1(r, z) \sin(\theta + \psi_m) + B_2(r, z) \cos(\theta + \psi_m)], \quad (5)$$

$$B_1 = \frac{1}{k} (\partial_x E_m - E_m \partial_y \psi_m),$$

$$B_2 = \frac{1}{k} (\partial_y E_m + E_m \partial_x \psi_m).$$

В случае достаточно длительных импульсов поправки к поперечным компонентам векторов поля являются величинами второго порядка по параметру (1). При длительности импульса $\Delta t < 66$ фс поправки к поперечным компонентам возникают в первом приближении [9, 10]. Однако проведенные оценки показали, что при рассматриваемых интенсивностях лазерного излучения и начальной энергии ускоряемого пучка электронов поправки первого приближения на 5–6 порядков меньше величин нулевого приближения (2). Поэтому первыми поправками к поперечным компонентам векторов поля будем пренебрегать.

Далее будем рассматривать основную и первую моды лазерного излучения ($m = 0, 1$). Удобно использовать безразмерные переменные: время $\tau = \omega t$, радиус-вектор в поперечной плоскости $\rho = (X, Y)$, где $(X, Y) = (x/a, y/a)$, продольная координата $Z = z/z_R$.

Для основной моды ($m = 0$) амплитуда и фаза лазерного излучения (2) электрического поля нулевого приближения определяются формулами [7, 9]:

$$E_0 = \frac{E(0)}{\sqrt{1 + Z^2}} \exp\{-\rho^2/(1 + Z^2)\}, \quad \psi_0 = \rho^2 Z/(1 + Z^2) - \arctg Z, \quad (6)$$

где $E(0)$ — амплитуда волны в фокусе (при $\tau = 0, X = Y = Z = 0$), $\rho^2 = X^2 + Y^2$.

Амплитуда и фаза первой моды ($m = 1$) описываются формулами [7, 9]:

$$E_0 = \frac{E(0) \sqrt{(1 - \rho^2)^2 + Z^2}}{\sqrt{(1 + Z^2)^{3/2}}} \exp\{-\rho^2/(1 + Z^2)\}, \quad (7a)$$

$$\psi_1 = \rho^2 Z/(1 + Z^2) - 3 \arctg Z + \arctg \left(\frac{Z}{1 - \rho^2} \right) + \pi H(1 - \rho^2). \quad (7b)$$

Здесь $H(x)$ — функция Хэвисайда.

Продольные компоненты поля излучения находятся по формулам (3), (5). Для их определения необходимо вычислить производные от амплитуды E_0 и фазы ψ_0 по поперечным координатам:

$$\partial_q E_0 = -\frac{2E_0 q}{a(1 + Z^2)}, \quad \partial_q \psi_0 = \frac{2qZ}{a(1 + Z^2)},$$

где q — координата X или Y .

3. Уравнения движения электрона

Релятивистское движение электрона в заданном электромагнитном поле (3)–(7) описывается, в общем, уравнениями (в безразмерном виде):

$$\begin{aligned}\frac{dP_x}{d\tau} &= \frac{e}{\omega m_0 c} (1 - P_z/\gamma) E_x + \omega_c P_y (1 + B_z^1/B_0), \\ \frac{dP_y}{d\tau} &= \frac{e}{\omega m_0 c} (1 - P_z/\gamma) E_y - \omega_c P_x (1 + B_z^1/B_0),\end{aligned}\quad (8)$$

$$\begin{aligned}\frac{dP_z}{d\tau} &= \frac{eE_z}{\omega m_0 c} + \frac{e}{\omega m_0 c \gamma} (P_x E_x + P_y E_y), \\ \frac{d\rho}{d\tau} &= \frac{\mathbf{P}}{ak\gamma}, \quad \frac{dZ}{d\tau} = \frac{P_z}{z_R k \gamma}.\end{aligned}\quad (9)$$

Здесь использованы соотношения (4). Введены также обозначения: безразмерный вектор импульса $\mathbf{P} = \mathbf{p}/m_0 c$, где m_0 — масса электрона, γ — релятивистский гамма-фактор, $\omega_c = eB_0/m_0 c \gamma \equiv \omega_{c0}/\gamma$, где $\omega_{c0} = eB_0/m_0 c$ — классическая циклотронная частота. В уравнениях (8) вектор \mathbf{E} представляет собой вектор напряжённости электрического поля лазерного излучения с точностью до членов первого порядка. Внешнее магнитное поле \mathbf{B}_0 считается постоянным и направленным вдоль оси z .

Согласно проведённым оценкам, поле лазерного излучения с интенсивностью 10^{18} Вт/см² на несколько порядков сильнее самосогласованного поля электронного пучка, поэтому влиянием последнего на движение электронов будем пренебрегать.

4. Условия циклотронного авторезонанса

Строго говоря, авторезонансное движение частицы возможно лишь в поле плоской поперечной электромагнитной волны, распространяющейся со скоростью света в вакууме вдоль постоянного магнитного поля [3]. В этом случае начальное условие циклотронного резонанса частицы с волной $\omega - kv_z = \omega_{c0}/\gamma$, или

$$\gamma - P_z = \omega_{c0}/\omega \equiv \Omega \quad (10)$$

совпадает с интегралом уравнений движения и, следовательно, сохраняется во всё время движения частицы [3]. Здесь v_z — скорость частицы в направлении внешнего магнитного поля (и распространения волны), P_z — продольный безразмерный импульс частицы, $\omega_{c0} = eB_0/m_0 c$ — классическая циклотронная частота. В случае лазерного излучения начальное условие циклотронного резонанса, в общем, не может сохраняться во всё время движения частицы. Рассмотрим, однако, изменение величины $G \equiv \gamma - P_z$, входящей в соотношение (10). Из уравнений движения (9) с учётом членов первого порядка по параметру μ следует:

$$\frac{dG}{dt} = -\frac{e}{m_0 c} \left(1 - \frac{v_z}{c}\right) E(z) + o(\mu^2).$$

Отсюда видно, что величина G при учёте членов первого порядка в среднем остаётся постоянной. Таким образом, можно считать, что за время взаимодействия частицы с коротким лазерным импульсом условие (10) в среднем сохраняется. Расчёты показали, что действительно условие (10) выполняется с очень высокой точностью. Поэтому можно считать, что авторезонансный режим движения частицы, обеспечиваемый условием (9), возможен и при движении частицы в поле мощного

импульсного лазерного излучения, которое существенно отличается от поля плоской волны.

Классическая циклотронная частота электрона зависит только от внешнего магнитного поля, которое мы считаем постоянным и равным 10^5 Гс. Таким образом, параметр Ω в (10) зависит только от длины волны излучения. Мы рассматриваем излучение с длиной волны $\lambda = 1$ мкм, интенсивностью лазерного пучка $\sim 10^{18}$ Вт/см², и длительностью импульса $\Delta t = 34$ фс. Такие параметры хотя и являются теоретическими, но они достаточно хорошо приближены к реальным данным [12, 13]. Учитывая релятивистское соотношение $P_z = \sqrt{\gamma^2 - 1 - P_{\perp}^2}$, где P_{\perp}^2 — квадрат безразмерной поперечной компоненты импульса, из условия (10) получим: $\gamma = \frac{\Omega^2 + 1 + P_{\perp}^2}{2\Omega}$. Отсюда при $P_{\perp}^2 = 0$ следует:

$$\gamma_{\min} = \frac{\Omega^2 + 1}{2\Omega}. \quad (11)$$

Это минимальная начальная энергия, требуемая для осуществления резонанса (10). В рассматриваемых условиях параметр $\Omega = 9,3 \cdot 10^{-4}$. В этом случае согласно (11) минимальная начальная энергия частицы должна быть порядка $W_0 \sim 273,5$ МэВ. Это значит, что электроны, вовлекаемые в режим авторезонансного ускорения, уже должны быть ультрарелятивистскими.

Уравнения движения электрона (9) при условии циклотронного авторезонанса (10) являются чрезвычайно сложными для аналитического решения. Поэтому они решались численно по методу Рунге–Кутты. Решение проводилось с точностью до 10^{-6} . Движение электронов с различными начальными условиями в авторезонансном режиме рассматривалось на ограниченном интервале в направлении распространения излучения (вдоль постоянного магнитного поля): от фокальной плоскости до расстояния $3z_R$. Далее лазерный гауссов пучок заметно расплывается, и его интенсивность существенно ослабляется. Такое расстояние пучок электронов преодолевает в среднем за 3,2 пс. С помощью численного решения получены графики, показывающие эволюцию структуры поля лазерного излучения при авторезонансном движении электрона. Из проведённых расчётов следует, что изменения импульсной функции $f(\sigma)$ за всё время движения частицы происходят примерно в 5–6 знаке после запятой. Поэтому считалось, что эта функция остаётся постоянной на рассматриваемом интервале движения частицы. В расчётах принималось: $a_0 = 10^{-3}$ см, $z_R = 0,031$ см.

5. Изменения структуры электрического поля лазерного излучения основной моды

При движении частицы происходит изменение пространственного распределения компонент электрического поля. Согласно формулам (2), (6) в фокальной плоскости ($Z = 0$) при $t = 0$ компонента электрического поля основной моды $E_x = 0$, при этом компонента E_y имеет гауссово распределение с максимумом в начале координат. Далее в поперечной плоскости структура этих компонент существенно изменяется. Характер изменения структуры поля в поперечной плоскости $Z = 2$ показан на рис. 1 и 2.

Как уже отмечалось, важную роль в движении частицы в рассматриваемых условиях играет продольная составляющая электрического поля E_z , которая описывается формулой (3). Пространственное распределение компоненты E_z основной моды гауссова излучения при $Z = 0$ изображено на рис. 3, а её проекция в поперечной плоскости — на рис. 4.

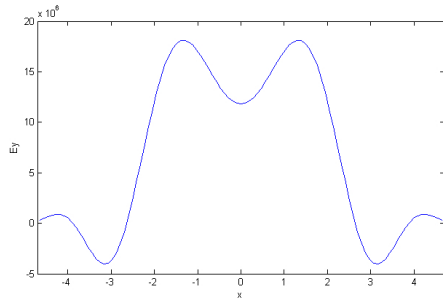


Рис. 1. Распределение компоненты поля E_y основной моды в плоскости $Z = 2$

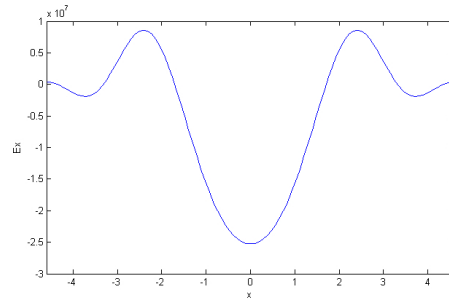


Рис. 2. Распределение компоненты поля E_x основной моды в плоскости $Z = 2$

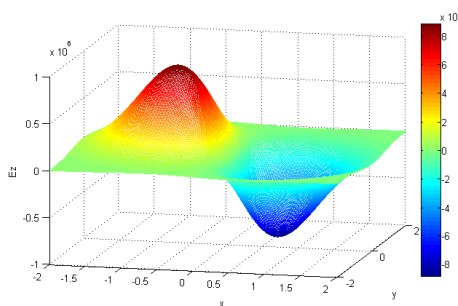


Рис. 3. Пространственное распределение компоненты E_z при $Z = 0$

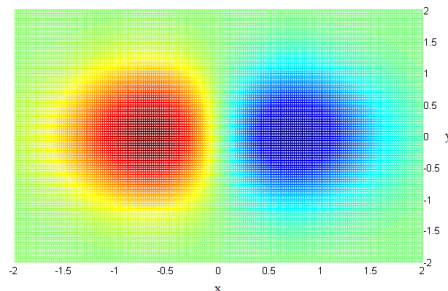


Рис. 4. Проекция компоненты E_z в поперечной плоскости

Из этих рисунков видно, что структура продольной компоненты в поперечной плоскости является ассиметричной с чётким разделением областей положительных и отрицательных значений поля E_z . Это существенно влияет на характер движения электрона в зависимости от места инжекции частицы в фокальной плоскости. Заметим, что при $X = 0$ поле E_z равно нулю. Характер зависимости поля E_z от X при $Y = 0$ демонстрирует рис. 5.

В процессе движения частицы пространственное распределение поля E_z существенно изменяется. Структура поля в поперечной плоскости $Z = 2$ изображена на рис. 6, 7.

Из этих рисунков видно, что в отличие от фокальной плоскости в плоскости $Z = 2$ области с положительными и отрицательными значениями поля E_z распределяются довольно сложным образом. При большой длине волн порядка 10 мкм продольная составляющая электрического поля E_z является быстро осциллирующей величиной, так что в среднем действие этой компоненты на частицу отсутствует. В рассматриваемом авторезонансном режиме частица движется со скоростью, близкой к скорости света. Поэтому частица движется практически одновременно с волной, и для неё поле волны представляется как близкое к квазистационарному. Это видно из рис. 8, на котором показано распределение поля E_z в направлении распространения излучения для частицы с начальными поперечными координатами в фокальной плоскости $X = Y = 0,3$.

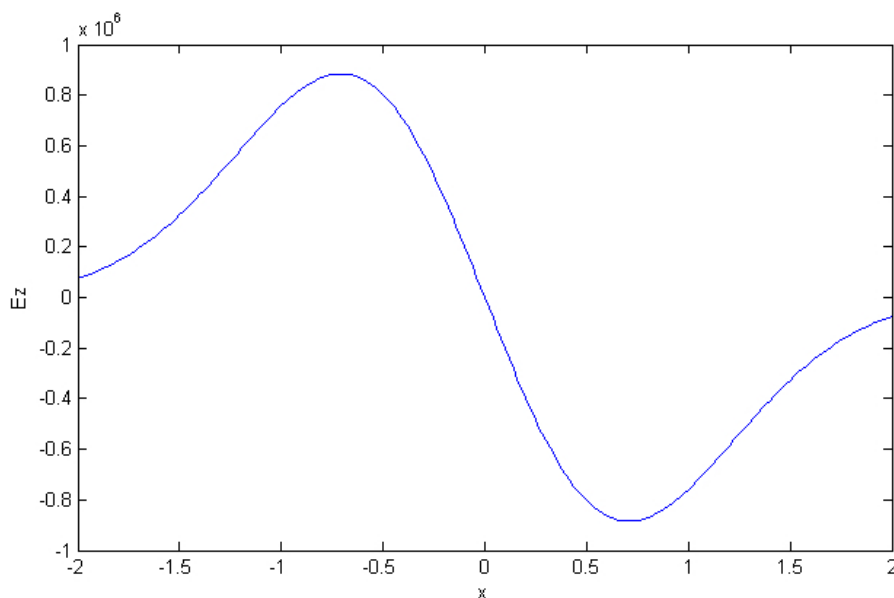


Рис. 5. Зависимость компоненты E_z от X при $Y = 0$ в плоскости $Z = 0$

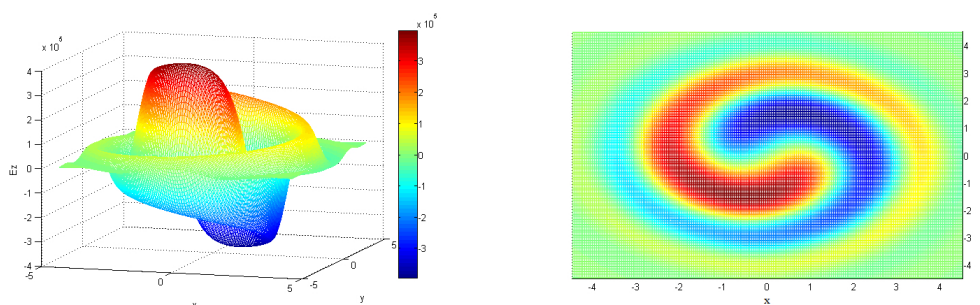


Рис. 6. Структура поля в поперечной плоскости $Z = 2$

Рис. 7. Структура поля в поперечной плоскости $Z = 2$

6. Ускорение электронов лазерным излучением основной моды

При циклотронном резонансе в поле импульсного излучения большой длительности все частицы независимо от начальных фаз со временем начинают вовлекаться в режим ускорения [3, 5, 6]. В случае коротких мощных импульсов решающее воздействие на продольное движение ультррелятивистского электрона оказывает продольная компонента электрического поля. Это поле, как показано выше, имеет асимметричную структуру. Поэтому возможность захвата частиц в режим ускорения сильно зависит от положения инжекции. На рис. 9 представлена зависимость энергии пробных электронов от Z при разных начальных положениях в плоскости сужения пучка ($Z = 0$).

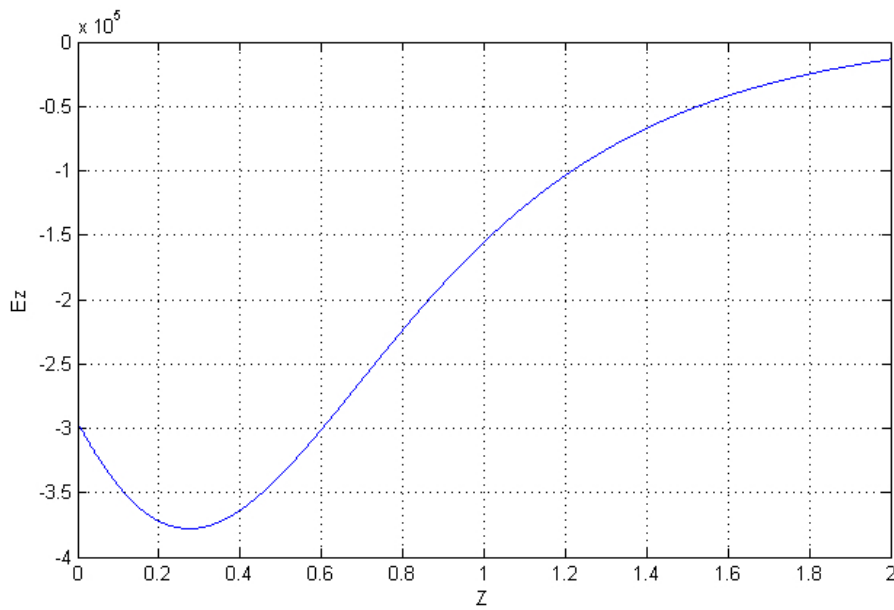


Рис. 8. Распределение поля E_z в направлении распространения излучения для частицы с начальными поперечными координатами в фокальной плоскости $X = Y = 0,3$

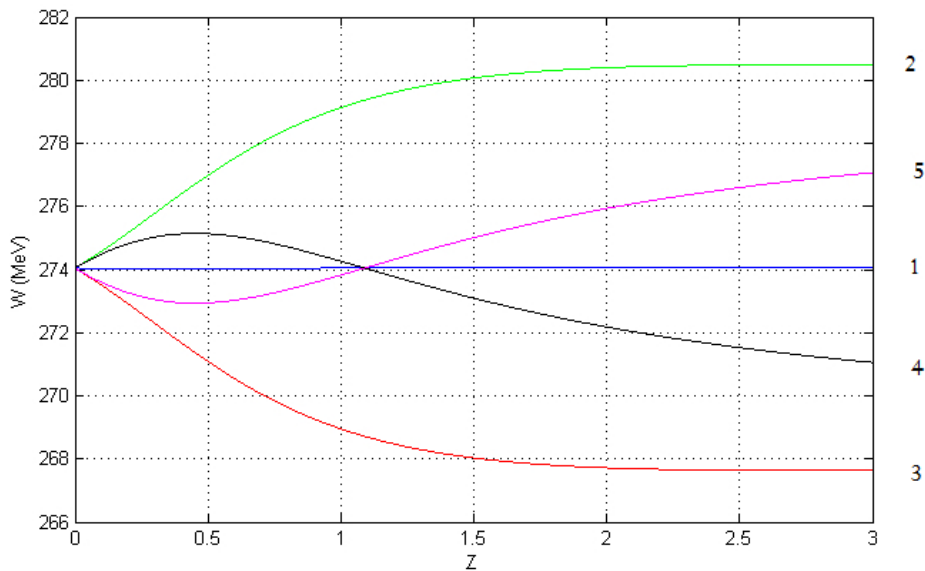


Рис. 9. 1) $X = 0; Y = 0$; 2) $X = 0,3; Y = 0,3$; 3) $X = -0,3; Y = -0,3$; 4) $X = 0,3; Y = -0,3$; 5) $X = -0,3; Y = 0,3$

Из рисунка видно, что частицы, находящиеся в первой четверти плоскости сужения лазерного пучка 2), монотонно ускоряются, и на расстоянии 1,5–2 рэлеевских длин наступает насыщение. Частицы в третьей четверти 3) монотонно тормозятся. Основной набор (или потеря) энергии происходит на расстоянии до одной рэлеевской длины. Энергия частиц, инжектируемых на оси лазерного излучения, никак не меняется. Это связано с тем, что изменение энергии частицы вызывает продольная составляющая электрического поля излучения. Смещение частиц в поперечной плоскости составляет не более $6 \cdot 10^{-6}$ см при начальном радиусе лазерного пучка $a_0 = 10^{-3}$ см.

На рис. 10 дана зависимость энергии $W(Z)$ пучка частиц, инжектируемых в окрестности точки $X = Y = 0,5$.

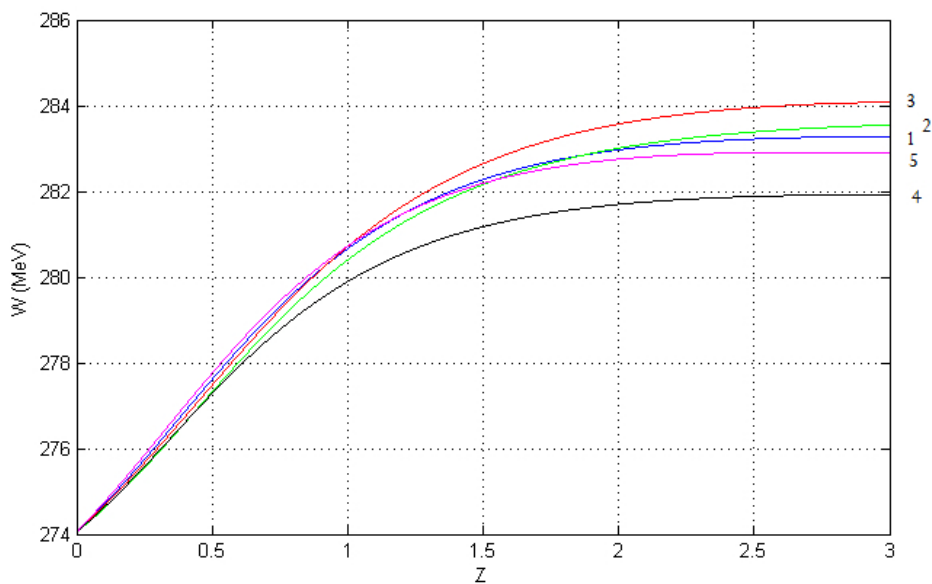


Рис. 10. 1) $X = 0,5$; $Y = 0,5$; 2) $X = 0,4$; $Y = 0,55$; 3) $X = 0,6$; $Y = 0,6$; 4) $X = 0,35$; $Y = 0,4$; 5) $X = 0,55$; $Y = 0,45$

Видно, что все частицы, инжектируемые вблизи данной точки в фокальной плоскости при выполнении условия резонанса, приобретают энергию. В этом случае средний темп ускорения составляет $d = 129,3$ МэВ/см. Из графиков видно также, что основной прирост приходится до расстояний $(1-1,5)z_R$, далее наступает насыщение.

Подчеркнём, что рассматриваемый режим ускорения является авторезонансным: изменение величины Ω к концу движения составляет в среднем $\pm 2,3 \cdot 10^{-5}$. Это значит, что условие (10) с высокой точностью сохраняется за время движения частицы. Если это условие в начальный момент времени не выполняется, то электроны практически мгновенно покидают лазерный пучок.

7. Авторезонансное ускорение электронов лазерным излучением первой моды

Пространственное распределение поперечных компонент электрического поля мощного лазерного излучения первой моды отличается по структуре от излучения основной моды. Это приводит к некоторой специфике движения ускоряемых частиц.

Как и в случае основной моды, решающую роль в ускорении играет продольная компонента электрического поля, которая также имеет асимметричную структуру со сложным чередованием областей положительных и отрицательных значений поля E_z . Вследствие этого возникает необходимость подбора оптимального положения инжекции пучка ускоряемых частиц. В отличие от основной моды область ускоряющего поля является довольно узкой и находится между областями тормозящего поля. Это накладывает довольно строгие ограничения на область инжекции ускоряемых частиц.

На рис. 11 представлен график зависимости энергии от продольной координаты для частиц, находящихся в ускоряющей области. Средний прирост энергии составляет $d = 122,8$ МэВ/см, что несколько меньше, чем для частиц, ускоряемых полем основной моды.

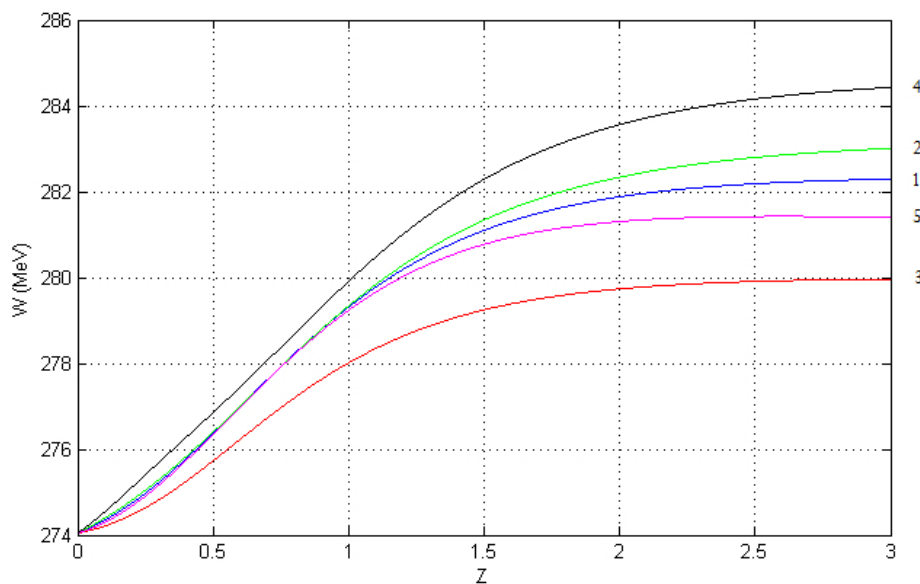


Рис. 11. 1) $X = 0,45$; $Y = -0,45$; 2) $X = 0,55$; $Y = -0,35$; 3) $X = 0,35$; $Y = -0,3$; 4) $X = 0,6$; $Y = -0,55$; 5) $X = 0,3$; $Y = -0,6$

Таким образом, прирост энергии электронов в поле мощного лазерного излучения первой и основной мод при оптимальных условиях инжекции отличается на 6–7 МэВ/см. Но предпочтительнее является основная мода из-за относительной простоты описания поля этой моды, более высокого темпа ускорения и более широкой ускоряющей зоны инжекции пучка электронов.

8. Заключение

С помощью численного решения уравнений движения проведён анализ эффективности ускорения ультрарелятивистских электронов мощным импульсным лазерным излучением в режиме циклотронного авторезонанса. Поле лазерного излучения круговой поляризации задавалось в параксиальном приближении в виде гауссовых пучков основной и первой мод. Показано, что условие циклотронного авторезонанса сохраняется во всё время движения электрона с достаточно высокой точностью.

Найдено, что при анализе движения ультрарелятивистских электронов в поле мощного импульсного лазерного излучения в авторезонансном режиме поправки первого порядка к поперечным компонентам векторов поля являются пренебрежимо малыми. Оказалось также, что при ультрарелятивистском движении электронов в поле мощных импульсов фемтосекундной длительности конкретная форма импульса не имеет значения. При описании поля лазерного излучения учтены продольные компоненты электрического и магнитного полей и показано, что их влияние является решающим в процессе взаимодействия пучка частиц с излучением. Получены картины пространственного распределения векторов поля излучения в поперечной плоскости в зависимости от продольной координаты. Показано, что изменение энергии пучка электронов сильно зависит от его положения инжекции, и возможно не только ускорение, но и замедление пучка на расстоянии порядка двух рэлеевских длин. При подборе оптимальных параметров инжекции можно добиться ускорения пучка ультрарелятивистских электронов с достаточно высоким средним темпом на расстоянии порядка двух рэлеевских длин. Более эффективным является ускорение пучка электронов в поле основной моды излучения, нежели в поле первой моды. Для повышения эффективности ускорения, по-видимому, целесообразно использование каскадного механизма. Полученный пучок ускоренных электронов с помощью выходящего магнитного поля может служить источником синхротронного излучения.

Литература

1. Коломенский А. А., Лебедев А. Н. Резонансные явления при движении частиц в плоской электромагнитной волне // ЖЭТФ. — 1963. — Т. 44, № 1. — С. 261–269.
2. Давыдовский В. Я. О возможности резонансного ускорения заряженных частиц электромагнитными волнами в постоянном магнитном поле // ЖЭТФ. — 1962. — Т. 43, № 3(9). — С. 886–888.
3. Милантьев В. П. Явление циклотронного авторезонанса и его применения // УФН. — 1997. — Т. 167, № 1. — С. 3–16.
4. Милантьев В. П. Циклотронный авторезонанс (к 50-летию открытия явления) // УФН. — 2013. — Т. 183, № 8. — С. 875–884.
5. Милантьев В. П., Шаар Я. Ускорение электронов гауссовым электромагнитным пучком в постоянном магнитном поле // ЖТФ. — 2000. — Т. 70, № 8. — С. 100–103.
6. Милантьев В. П., Степина С. П. Повышение эффективности авторезонансного ускорения электронов лазерным гауссовым излучением // ЖТФ. — 2005. — Т. 75, № 9. — С. 95–100.
7. Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн. — М.: Наука, 1990. — 384 с.
8. Гончаренко А. М. Гауссовы пучки света. — Минск: Наука и техника, 1997. — 144 с.
9. Милантьев В. П., Карнилович С. П., Шаар Я. Об описании мощного лазерного излучения в параксиальном приближении // Квантовая электроника. — 2015. — Т. 45, № 11. — С. 1063–1068.
10. Quesnel B., Mora P. Theory and Simulation of the Interaction of Ultraintense Laser Pulses with Electrons in Vacuum // Phys. Rev. E. — 1998. — Vol. 58, No 3. — Pp. 3719–3732.
11. Бочкарев С. Г., Быченков В. Ю. Ускорение электронов при острой фокусировке фемтосекундного лазерного излучения // Квантовая электроника. — 2007. — Т. 37, № 3. — С. 273–284.
12. Горизонты петаваттных лазерных комплексов / А. В. Коржиманов, А. А. Гоносков, Е. А. Хазанов, А. М. Сергеев // УФН. — 2011. — Т. 181, № 1. — С. 9–32.
13. Petawatt Class Lasers Worldwide / C. Danson, D. Hillier, N. Hopps, D. Neely // High Power Laser Science and Engineering. — 2015. — Vol. 3, No 3. — Pp. 1–14.

UDC 533.9

The Peculiarities of Acceleration of Ultra-Relativistic Electrons by the Powerful Laser Radiation at the Regime of Cyclotron Autoresonance

N. A. Abdulov, V. P. Milant'ev

Peoples' Friendship University of Russia, Moscow, Russia

Analysis of the numerical solution of the motion equations of electrons in the field of ultra-short laser pulse, propagating along the steady magnetic field at the conditions of cyclotron autoresonance, is performed. It is shown that in the absence of the condition of cyclotron resonance during injection of electrons they momentarily escape the range of interaction. Laser radiation of the circular polarization is defined in the paraxial approximation in the form of the Gaussian beams of the basic and the first modes. Corrections of the first approximation to the components of the radiation field are taken into consideration. Calculations show that corrections of the first order to the transverse components exert no sufficient influence on the autoresonant motion of electrons whereas the longitudinal components of the first approximation play a major role. It is shown also that the specific form of the pulse is inessential. Images of the spatial distribution of the vectors of the radiation field in the transverse plane depending on the longitudinal coordinate (the direction of the radiation propagation) are obtained. It is shown that the character of changes of energy of an electron beam essentially depends on their position of injection in the focal plane. In this case acceleration as well as deceleration is possible in dependence on the position of injection of electron beam. It is shown that under the optimal conditions of injection the mechanism of the cyclotron autoresonance can provide sufficiently high efficient of acceleration of ultrarelativistic electrons in the field of powerful laser radiation with sufficiently high average rate at the distance of the order of two Rayleigh lengths. The basic mode is more preferable due to more simple description of that mode, higher acceleration rate and wider acceleration zone of injection of an electron beam.

Key words and phrases: cyclotron autoresonance, ultra-relativistic electrons, high-power laser radiation, ultra-short pulses, modes of Gaussian beams, autoresonant acceleration

References

1. A. A. Kolomenskii, A. N. Lebedev, Resonance Effects Associated with Particle Motion in a Plane Electromagnetic Wave, JETP 17 (1) (1963) 261–269, in Russian.
2. V. Y. Davydovsky, On the Possibility of Resonant Acceleration of Charged Particles by Electromagnetic Waves in the Steady Magnetic Field, JETP 43 (3(9)) (1962) 886–888, in Russian.
3. V. P. Milantiev, Cyclotron Autoresonance and its Applications, Physics-Uspekhi 40 (1) (1997) 1–14, in Russian.
4. V. P. Milantiev, Cyclotron Autoresonance — 50 Years Since its Discovery, Physics-Uspekhi 56 (8) (2013) 823–832, in Russian.
5. V. P. Milantiev, Y. N. Shaar, Electron Acceleration by Gaussian Electromagnetic Beam in a Stationary Magnetic Field, Technical Physics 45 (8) (2000) 1054–1057, in Russian.
6. V. P. Milantiev, S. P. Stepina, Enhanced Effectivity of Autoresonant Acceleration of Electrons by Gaussian Laser Radiation, Technical Physics 50 (9) (2005) 1201–1206, in Russian.
7. M. B. Vinogradova, O. V. Rudenko, A. P. Sukhorukov, Theory of Waves, Nauka, Moscow, 1990, in Russian.
8. A. M. Goncharenko, Gaussian Light Beams, Nauka i Tekhnika, Minsk, 1997, in Russian.
9. V. P. Milantiev, S. P. Karnilovich, Y. N. Shaar, Description of High-Power Laser Radiation in the Paraxial Approximation, Quantum Electronics 45 (11) (2015) 1063–1068, in Russian.
10. B. Quesnel, P. Mora, Theory and Simulation of the Interaction of Ultraintense Laser Pulses with Electrons in Vacuum, Phys. Rev. E. 58 (3) (1998) 3719–3732.

11. S. G. Bochkarev, V. Y. Bychenkov, Acceleration of Electrons by Tightly Focused Femtosecond Laser Pulses, *Quantum Electronics* 37 (3) (2007) 273–284, in Russian.
12. A. V. Korzhimanov, A. A. Gonoskov, E. A. Khazanov, A. M. Sergeev, Horizons of Petawatt Laser Technology, *Physics-Uspekhi* 54 (1) (2011) 9–28, in Russian.
13. C. Danson, D. Hillier, N. Hopps, D. Neely, Petawatt Class Lasers Worldwide, *High Power Laser Science and Engineering* 3 (3) (2015) 1–14.

© Абдулов Н. А., Милантьев В. П., 2016