УДК 539,172 PACS 29.20.Dh,29.27 Bd

ДИНАМИКА ЭЛЕКТРОНА В ПОЛЕ ЛИНЕЙНО ПОЛЯРИЗОВАННОЙ СТОЯЧЕЙ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ

И.В. Дребот, Ю.Н. Григорьев, А.Ю. Зелинский
ННЦ ХФТИ, Академическая, 1, Харьков, 61108, Украина
E-mail:drebot@kipt.kharkov.ua.
Поступила в редакцию 11 февраля 2008 г.

В работе получено приближенное решение уравнения движения релятивистского электрона в поле плоской, линейно поляризованной, стоячей световой волны. При решении задачи стоячая волна представляется в виде суммы двух плоских, линейно поляризованных волн одинаковой частоты, распространяющихся навстречу друг другу. Проекции уравнения движения на оси координат, перпендикулярные направлению распространения одной из волн, могут быть один раз независимо проинтегрированы. Это позволяет свести задачу к решению нелинейного дифференциального уравнения второго порядка для продольной координаты электрона по оси, совпадающей с направлением распространения одной из бегущих волн. Для приближенного интегрирования полученного уравнения используется разложение решения уравнения по двум малым параметрам. Один малый параметр связан с относительно малым значением электрического поля волны, второй с относительно малыми значениями скорости электрона в направлении поляризации волны. В работе вычислены скорость и координаты электрона в виде явных функций времени. Показывается, что при взаимодействии релятивистского электрона со стоячей волной в продольном направлении возникает движение электрона, имеющее характер биений. Это может приводить к группировке электронов. Вычислены период и амплитуда этих биений.
КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: стоячая электромагнитная волна, комптоновское рассеяние, электронный пучок, источник рентгеновского излучения.

Как известно, одним из методов получения коротко-имульсного рентгеновского излучения является комптоновское рассеяние лазерного пучка на релятивистском пучке электронов [1]. В последние годы, в связи с прогрессом, достигнутым в разработке и производстве интенсивных лазерных систем, перспектива создания интенсивного источника рентгеновского излучения, работа которого основана на этом принципе, стала реальностью. Одним из наиболее перспективных типов генераторов рентгеновского излучения с использованием комптоновского рассеяния является источник излучения, работа которого базируется на взаимодействии релятивистского пучка электронов, циркулирующего в накопительном кольце, с лазерным пучком, накопленным в оптическом резонаторе [2]. Несмотря на очевидные преимущества такой схемы, одним из которых является частота взаимодействия электронного банча и лазерной вспышки, эта схема сложна тем, что необходимо обеспечить циркуляцию электронного пучка в накопителе в условиях лазер-электронного взаимодействия в течение длительного времени, сохраняя при этом условия взаимодействия. То есть, геометрические размеры электронного пучка в точке взаимодействия не должны существенно изменяться. Таким образом, перед разработчиками возникает задача детального изучения динамики пучка электронов в накопительном кольце с учетом влияния лазер-электронного взаимодействия. Одним из методов исследования динамики электронного релятивистского пучка в накопительном кольце, позволяющим найти траекторию электрона при взаимодействии, является классическая электродинамика.

В ННЦ ХФТИ создается источник рентгеновского излучения НЕСТОР, работа которого основана на комптоновском рассеянии лазерного пучка релятивистским электронным пучком накопителя [3]. В состав генератора входят линейный ускоритель – инжектор с энергией электронного пучка до 100 МэВ, накопительное кольцо с максимальной энергией электронов 225 МэВ и лазерно-оптическая система с оптическим резонатором. Изучение динамики электронного пучка в установках такого типа и стало стимулом для проведения настоящей работы. Целью настоящей работы является получение аналитических выражений для скоростей и координат релятивистского электрона в поле стоячей, линейно поляризованной, плоской электромагнитной волны.

Задача взаимодействия релятивистского электрона с плоской поляризованной электромагнитной волной рассматривалась многими авторами. Основной трудностью, возникающей при использовании математического аппарата классической электродинамики, является нахождение решения уравнения движения электрона в виде, позволяющем вычислять эволюцию во времени скорости и координат электрона в условиях лазер-электронного взаимодействия, а также получать спектр производимого излучения.

Так в работах [4,5] разработан метод получения решения классического уравнения движения электрона в поле двух плоских электромагнитных волн одинаковой поляризации и произвольной частоты. Этот метод позволяет получить точное решение для траектории электрона, как функции собственного времени электрона, в виде интегралов. Получение же собственно траекторий требует численного интегрирования. Это создает определенные трудности при анализе поведения электрона в поле волн и не дает возможности получить аналитические выражения для спектра излучения.

В работе [6] вычисление траектории электрона в стоячей световой волне сводится к решению системы нелинейных дифференциальных уравнений с коэффициентами, зависящими от времени, которые при их линеаризации приводят к необходимости решать уравнение Хилла. В работе также не получен аналитический вид траекторий движения в поле стоячей волны.

В настоящей работе приводится приближенное решение классического уравнения движения релятивистского электрона в поле плоской, линейно поляризованной, стоячей световой волны. Стоячая волна рассматривается в виде суммы двух волн с одинаковой поляризацией, частотой и амплитудой, бегущих навстречу друг другу. Проекции уравнения движения для электрона в поле стоячей волны на оси координат, перпендикулярные направлению распространения одной из составляющих стоячей волны, допускают независимое однократное интегрирование. Это позволяет свести задачу к решению нелинейного уравнения движения второго порядка для продольной координаты электрона. Для приближенного интегрирования уравнения второго порядка используется разложение исходного уравнения движения по двум малым параметрам, один из которых является функцией интенсивности световой волны и ее частоты, а второй говорит о малости скорости релятивистского электрона в поперечном направлении.

В результате интегрирования получены выражения для продольной скорости и координаты электрона в виде достаточно простых функций времени. С помощью полученных формул, используя [7], может быть получен спектр излучения электрона в поле стоячей, плоской, линейно поляризованной световой волны. Анализ полученных траекторий показывает, что при взаимодействии электрона со стоячей электромагнитной волной продольное движение электрона имеет характер «биений». Это может приводить к группировке электронов в направлении распространении волн.

УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ

Рассмотрим движение релятивистского электрона, движущегося в поле стоячей световой волны. Такое движение описывается уравнением движения с учетом силы Лоренца [7]:

$$\frac{d}{dt}\frac{m\vec{v}}{\left(1-\beta^2\right)^{1/2}} = e\vec{E} + \frac{e}{c}\left[\vec{v}\vec{H}\right], \tag{1}$$

где $\beta = v/c$, m – масса покоя электрона, c – скорость света, e – заряд электрона, $\vec{v} = \dfrac{\partial \vec{r}}{\partial t}$ - вектор скорости электрона, $\vec{r} = \vec{i}x + \vec{j}y + \vec{k}z$, t – время, $\vec{E}, \vec{H}$ - векторы электрического и магнитного полей, $\vec{i}$, $\vec{j}$, $\vec{k}$ - единичные векторы соответственно.

Стоячую волну будем рассматривать в виде суммы двух линейно поляризованных электромагнитных волн, с одинаковой частотой ν и амплитудой E_0, бегущих навстречу друг другу вдоль оси x:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2, \vec{H} = \vec{H}_1 + \vec{H}_2, \tag{2}$$

$$\vec{E}_1 = \vec{k}E_0 Cos\left[2\pi\nu\left(t - \frac{x}{c}\right)\right], \tag{3}$$

$$\vec{E}_2 = \vec{k}E_0 Cos\left[2\pi\nu\left(t + \frac{x}{c}\right)\right],$$

$$\vec{E} = \vec{k}E_0\left(Cos\left[2\pi\nu\left(t - \frac{x}{c}\right)\right] + Cos\left[2\pi\nu\left(t + \frac{x}{c}\right)\right]\right), \tag{4}$$

$$\vec{H} = -\vec{j}E_0\left(Cos\left[2\pi\nu\left(t - \frac{x}{c}\right)\right] - Cos\left[2\pi\nu\left(t + \frac{x}{c}\right)\right]\right). \tag{5}$$

Используя соотношение $mc^2 \Big/ \left(1-\beta^2\right)^{1/2} = \varepsilon_e$ (где ε_e - энергия электрона) и (4), (5), проецируем уравнение (1) на оси координат:

$$\frac{1}{c}\frac{d}{dt}\left(\varepsilon_e \beta_z\right) = e\left(1-\beta_x\right)E_0 Cos\left[2\pi\nu\left(t - \frac{x}{c}\right)\right] + e\left(1+\beta_x\right)E_0 Cos\left[2\pi\nu\left(t + \frac{x}{c}\right)\right], \tag{6}$$

$$\frac{1}{c}\frac{d}{dt}\left(\varepsilon_e \beta_y\right) = 0, \tag{7}$$

$$\frac{1}{c}\frac{d}{dt}\left(\varepsilon_e \beta_x\right) = e\beta_z E_0\left(Cos\left[2\pi\nu\left(t-\frac{x}{c}\right)\right] - Cos\left[2\pi\nu\left(t+\frac{x}{c}\right)\right]\right), \tag{8}$$

где $\beta_x = \frac{1}{c}\frac{dx}{dt}$, $\beta_z = \frac{1}{c}\frac{dz}{dt}$, $\beta_y = \frac{1}{c}\frac{dy}{dt}$.

Уравнения (6) и (7) допускают однократное интегрирование. В результате интегрирования получим следующие соотношения:

$$\beta_z / \sqrt{1-\beta^2} = \psi, \tag{9}$$

$$\beta_y / \sqrt{1-\beta^2} = A, \tag{10}$$

где:

$$\psi = PF + \xi_z, \tag{11}$$

$$F = \left(Sin\left[2\pi\nu\left(t-\frac{x}{c}\right)\right] + Sin\left[2\pi\nu\left(t+\frac{x}{c}\right)\right]\right) - \left(Sin\left[2\pi\nu\left(t_0-\frac{x(t_0)}{c}\right)\right] + Sin\left[2\pi\nu\left(t_0+\frac{x(t_0)}{c}\right)\right]\right), \tag{12}$$

$$P = \frac{eE_0}{mc(2\pi\nu)};\quad \xi_z = \gamma(t_0)\beta_z(t_0);\quad A = \gamma(t_0)\beta_y(t_0);\quad \gamma(t) = 1/(1-\beta^2)^{1/2}, \tag{13}$$

t_0 - начальное время.

Используя два интеграла (9) и (10), можно выразить $\beta_z, \beta_y, \varepsilon_e$ через β_x, ψ, A:

$$\beta_z^2 = \psi^2(1-\beta_x^2)/(1+\psi^2+A^2), \tag{14}$$

$$\beta_y^2 = A^2(1-\beta_x^2)/(1+\psi^2+A^2), \tag{15}$$

$$\varepsilon_e = mc^2(1+\psi^2+A^2)^{1/2}/(1-\beta_x^2)^{1/2}. \tag{16}$$

Подставляя (14) и (16) в (8) и используя соотношение:

$$\frac{d\varepsilon_e}{dt} = e(\vec{v}\vec{E}), \tag{17}$$

получим нелинейное уравнение второго порядка для координаты электрона *x*:

$$\frac{\dot{\beta}_x}{1-\beta_x^2} = \frac{eE_0}{mc}\frac{\psi}{(1+\psi^2+A^2)}\left((1-\beta_x)Cos\left[2\pi\nu\left(t-\frac{x}{c}\right)\right] - (1+\beta_x)Cos\left[2\pi\nu\left(t+\frac{x}{c}\right)\right]\right), \tag{18}$$

где $\dot{\beta}_x = \frac{d}{dt}\beta_x = \frac{1}{c}\frac{d^2x}{dt^2}$.

Интегрируя (18), получаем:

$$\ln\frac{1+\beta_x}{1-\beta_x} = \frac{2eE_0}{mc}\int_{t_0}^{t}\frac{\psi}{(1+\psi^2+A^2)}\left\{(1-\beta_x)Cos[\varphi_-] - (1+\beta_x)Cos[\varphi_+]\right\}dt + C_2, \tag{19}$$

где $C_2 = \ln\frac{1+\beta_x(t_0)}{1-\beta_x(t_0)}$, $\varphi_- = 2\pi\nu\left(t-\frac{x}{c}\right)$, $\varphi_+ = 2\pi\nu\left(t+\frac{x}{c}\right)$.

Из (19) следует:

$$\frac{1+\beta_x}{1-\beta_x} = \frac{1+\beta_x(t_0)}{1-\beta_x(t_0)}e^{\Phi(t)}, \tag{20}$$

где $\Phi(t) = \frac{2eE_0}{mc}\int_{t_0}^{t}\frac{\psi}{(1+\psi^2+A^2)}\left\{(1-\beta_x)Cos[\varphi_-] - (1+\beta_x)Cos[\varphi_+]\right\}dt$.

ПРИБЛИЖЕННОЕ РЕШЕНИЕ

Найдем решение уравнения (20). Полагаем $P << 1,\ \xi_z << 1,\ \Phi(t) << 1$ и $e^{-\Phi(t)} \approx 1 - \Phi(t) + O\left(\frac{\Phi(t)^2}{2}\right)$.

Из (20) можно получить:

$$\beta_x(t) \approx \beta_x(t_0) + \frac{1}{2}(1 - \beta_x^2(t_0))\Phi(t), \tag{21}$$

$$\Phi(t) \approx P^2\Phi_1 + P\xi_z\Phi_2 + P^2\xi_z\Phi_2, \tag{22}$$

где

$$\Phi_1 = G\{(-\frac{1}{2})(Cos\left[2\varphi_-\right] - Cos\left[2\varphi_+\right]) - 2(Sin\left[\varphi_-(t_0)\right] + Sin\left[\varphi_+(t_0)\right])(Sin\left[\varphi_-\right] - Sin\left[\varphi_+\right]) \tag{23}$$

$$-\frac{1}{2}(Cos\left[2\varphi_-(t_0)\right] - Cos\left[2\varphi_+(t_0)\right])\},$$

$$\Phi_2 = 2G\{(Sin\left[\varphi_-\right] - Sin\left[\varphi_+\right]) - (Sin\left[\varphi_-(t_0)\right] + Sin\left[\varphi_+(t_0)\right])\}, \tag{24}$$

$$\Phi_3 = 2(2\pi\nu)G\left\{\int_{t_0}^{t} Sin\left[4\pi\nu\frac{x}{c}\right]dt - \int_{t_0}^{t}\beta_x(t)Sin\left[4\pi\nu t\right]dt\right\}, \tag{25}$$

$$G = 1 + \gamma^2(t_0)(\beta^2(t_0) - \beta_x^2(t_0)).$$

Приближенное решение уравнения (20) будем искать в виде:

$$\frac{x}{c} = \beta_x(t_0)(t - t_0) + P(P\frac{x_1}{c} + \xi_z\frac{x_2}{c}), \tag{26}$$

$$\beta_x = \beta_x(t_0) + P(P\dot{x}_1 + \xi_z\dot{x}_2), \tag{27}$$

где $\dot{x}_1 = \frac{dx_1}{dt}$; $\dot{x}_2 = \frac{dx_2}{dt}$.

Подставляя (26) ,(27) в (21), получим:

$$\frac{\dot{x}_1}{c} = \frac{1}{2}(1 - \beta_x^2(t_0))(\tilde{\Phi}_1 + \tilde{\Phi}_3), \tag{28}$$

$$\frac{\dot{x}_2}{c} = \frac{1}{2}(1 - \beta_x^2(t_0))\tilde{\Phi}_2, \tag{29}$$

$$\beta_x = \beta_x(t_0) + P^2\dot{x}_1 + P\xi_z\dot{x}_2, \quad \frac{x}{c} = \beta_x(t_0)(t - t_0) + P^2x_1 + P\xi_zx_2. \tag{30}$$

Выражение для $\tilde{\Phi}_1$, $\tilde{\Phi}_2$ можно получить из соответствующих выражений для Φ_1, Φ_2 подстановкой в φ_-, φ_+, значений $x = c\beta(t_0)(t - t_0)$ и заменив $\varphi_- \to \tilde{\varphi}_-, \varphi_+ \to \tilde{\varphi}_+$:

$$\tilde{\varphi}_- = 2\pi\nu\big((1 - \beta_x(t_0))t + \eta_0\big),\ \tilde{\varphi}_+ = 2\pi\nu\big((1 + \beta_x(t_0))t - \eta_0\big),$$

где $\eta_0 = 2\pi\nu\beta_x(t_0)t_0$.

$\tilde{\Phi}_3$ после приближенного интегрирования (24) равно:

$$\tilde{\Phi}_3 = G\left(\left(\frac{1}{\beta_x(t_0)}\right)(1 - Cos\left[2\pi\nu\beta_x(t_0)t - 2\eta_0\right]) + \beta_x(t_0)[Cos\left[2\pi\nu t\right] - Cos\left[2\pi\nu t_0\right]]\right) \tag{31}$$

Интегрируя (27) и (28), получим выражения для x_1, x_2:

$$\frac{x_1}{c} = \frac{1}{2}(1 - \beta_x^2(t_0))G\frac{1}{2\pi\nu}\left\{\left(-\frac{1}{4}\right)\left[\frac{Sin\ 2\tilde{\varphi}_-}{(1 - \beta_x(t_0))} - \frac{Sin\ 2\tilde{\varphi}_+}{(1 + \beta_x(t_0))}\right]\right. \tag{32}$$

$$+ 4Sin\left[2\pi\nu t_0\right]\left[\frac{Cos\ \tilde{\varphi}_-}{(1 - \beta_x(t_0))} - \frac{Cos\ \tilde{\varphi}_+}{(1 + \beta_x(t_0))}\right] - \frac{7}{2}Sin\left[4\pi\nu t_0\right]$$

$$+ \left[\frac{1}{\beta_x(t_0)} - \beta_x(t_0)Cos\left[4\pi\nu t_0\right]\right]2\pi\nu(t - t_0) - \frac{\beta_x(t_0)}{2}Sin\left[4\pi\nu t_0\right]$$

$$\left. - \frac{1}{2}\frac{1}{\beta_x^2(t_0)}Sin\left[2\pi\nu\beta_x(t_0)t - 2\eta_0\right] + \frac{1}{2}\beta_x(t_0)Sin\left[2\pi\nu t\right]\right\},$$

$$\frac{x_2}{c}=(1-\beta_x^2(t_0))G\frac{1}{2\pi\nu}\left\{\left[\frac{Cos\,\tilde{\varphi}_-}{(1+\beta_x(t_0))}-\frac{Cos\,\tilde{\varphi}_+}{(1-\beta_x(t_0))}\right]+\frac{2\beta_x(t_0)}{1-\beta_x^2(t_0)}Cos[2\pi\nu t_0]\right\}. \quad (33)$$

Из формул (32) и (33) следует, что при $\beta_x(t_0)\approx 1$ волна, бегущая в направлении начального движения электрона, приводят к большим по значению амплитудам колебаний электрона, чем волна, движущаяся навстречу движения электрона.

Два последних слагаемых в (32), а именно:

$$\frac{1}{2}(1-\beta_x^2(t_0))\,G\,\frac{1}{2\pi\nu}\left(-\frac{1}{2}\frac{1}{\beta_x^2(t_0)}Sin\,\left[2\pi\nu\beta_x t-2\eta_0\right]+\frac{1}{2}\beta_x(t_0)\,Sin\,[2\pi\nu\,t]\right) \quad (34)$$

при $\beta_x(t_0)\approx 1$ описывают движение электрона, которое носит характер биений с периодом T [8] равным:

$$T=\frac{1}{\nu(1-\beta_x(t_0))} \quad (35)$$

и амплитудой, изменяющейся от минимального значения $A_{\min}$ до максимального $A_{\max}$:

$$A_{\min}=\frac{p^2G\,c(1-\beta_x^2(t_0))}{8\pi\nu}\frac{(1-\left|\beta_x(t_0)\right|^3)}{\beta_x^2(t_0)}, \quad (36)$$

$$A_{\max}=\frac{p^2G\,c(1-\beta_x^2(t_0))}{8\pi\nu}\frac{(1+\left|\beta_x(t_0)\right|^3)}{\beta_x^2(t_0)}. \quad (37)$$

Подставляя в (14) выражение для β_x и x из (30) и удерживая члены второго порядка по P и ξ_z , получим приближенное выражение для β_z :

$$\beta_z=\sqrt{G}\,(1-\beta_x^2(t_0))^{1/2}\,(PF_0+\xi_z)+0\left(P^3\right), \quad (38)$$

где $F_0=Sin\,\left[2\pi\nu\,(1-\beta_x(t_0))\,t+\eta_0\right]+Cos\,\left[2\pi\nu\,(1+\beta_x(t_0))\,t-\eta_0\right]+2\,Sin\,\left[2\pi\nu\,t_0\right]$.

Аналогично, подставляя в (15) выражения для β_x и x из (31) и удерживая члены второго порядка по P и ξ_z , получим приближенное выражение для β_y :

$$\beta_y=A\,G\,(1-\beta_x^2(t_0))^{1/2}\left(1-P^2\frac{\beta_x(t_0)}{1-\beta_x^2(t_0)}\dot{x}_1-\right.$$
$$\left.P\,\xi_z\frac{\beta_x(t_0)}{1-\beta_x^2(t_0)}\dot{x}_2-\frac{P^2}{2}G\,F_0^2-GP\,\xi_z F_0\right)+0\left(P^3\right) \quad (39)$$

Интегрируя (38) и (39) получим зависимости координат z и y электрона от времени t :

$$z=\sqrt{G}\,c\,(1-\beta_x^2(t_0))^{1/2}\left\{\frac{P}{2\pi\nu}\left[\frac{Cos\,\left[2\pi\nu\,(1+\beta_x(t_0))\,t-\eta_0\right]}{(1+\beta_x(t_0))}-\frac{Cos\,\left[2\pi\nu\,(1-\beta_x(t_0))\,t+\eta_0\right]}{(1-\beta_x(t_0))}\right]+\right.$$
$$\left.\frac{P}{2\pi\nu}\frac{2\,Cos\,\left[2\pi\nu\,t_0\right]}{(1-\beta_x^2(t_0))}+(\xi_z+2\,Sin\,\left[2\pi\nu\,t_0\right])(t-t_0)\right\}+z_0(t_0) \quad (40)$$

$$y=A\,G\,(1-\beta_x^2(t_0))^{1/2}\left((t-t_0)+P^2\frac{\beta_x(t_0)}{1-\beta_x^2(t_0)}x_1-\right.$$
$$\left.P\xi_z\frac{\beta_x(t_0)}{1-\beta_x^2(t_0)}x_2-G\frac{P^2}{2}\int_{t_0}^{t}F_0^2\,dt-P\xi_z\,G\int_{t_0}^{t}F_0^2\,dt\right)+y_0(t_0) \quad (41)$$

Следует заметить, что приближения, использованные в данной работе (*P<<1*, *ξ_z<<1*) выполняются в широком диапазоне параметров электронных и лазерных пучков. Полученные формулы могут быть применены уже на стадии проектирования лазер-электронных установок, а также при экспериментальном исследовании динамики электронного пучка в этих установках.

Особый интерес представляет случай *P ≥ 1*. Полученные в данной работе точные формулы (1-20), могут быть полезными при численном исследовании динамики электронов в поле линейно поляризованной, плоской, стоячей волны большой интенсивности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные выше формулы, описывающие движение электрона в поле стоячей линейно поляризованной световой волны, позволяют вычислить спектр излучения электрона, используя известные методы [5,6].

В настоявшее время для генерации коротко волнового излучения предполагается использовать взаимодействие релятивистских электронов с пучками лазеров большой мощности или с накопленной световой энергией в резонаторе.

Поперечные размеры пучка лазера или области светового пучка в резонаторе очень малы (порядка сотен микрон и меньше). В этой связи вычисления эволюции поперечных размеров пучка электронов при взаимодействии со световой стоячей волной является актуальной задачей. Необходимо особо подчеркнуть, что как следует из полученных формул, наибольшее увеличение размеров электронного пучка в стоячей световой волне возникает при взаимодействии с волной, распространяющейся в направлении движения электронов, а не с волной, которая генерирует коротковолновое излучение.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Arutyunian F.R., Tumanian V.A. Compton effect on relativistic electrons and the possibility of obtaining beams of hard γ-quanta // JETP. - 1963. - Vol. 44. - P. 2100-2103.
2. Huang Zh. Generation of intense X-rays and low-emittance electron beams in a laser-electron storage ring// Proc. of the 2nd ICFA Advanced Accelerator Workshop on the Physics of High Brightness Beams, 2000. - P 21-32.
3. Bulyak E., Gladkikh P., Zelinsky A. et al. Compact X-ray source based on Compton scattering // Nucl. Inst. & Methods A. - 2002. - №487. – P. 241-248.
4. Ритус В.И. Квантовые эффекты взаимодействия элементарных частиц с интенсивным электромагнитным полем //Труды ордена Ленина Физического Института им. Лебедева, 1979. – 151 с.
5. Amatuni A.T., Pogorelsky I.V. Nonlinear Compton scattering in interfering laser beams // Physical review special toiks-accelerators and beams. - 1998. - Vol. 1. - P. 034001-034008.
6. Курин А.Ф. Устойчивые колебания и эффективное ускорение заряженных частиц в пучности электрического поля электромагнитной волны // Письма в ЖТФ. – 2005. - Том 31.- Вып. 13.- С. 1-3.
7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля.: Издательство «Наука», 1989. – 509 с.
8. Собрание трудов академика А.Н. Крылова: В 3 т. / Издательство академии наук СССР. – М., 1949, часть вторая, т.3.: Математика. - 481с.

DYNAMICS OF ELECTRON IN THE FIELD OF A LINEAR POLARIZED STANDING ELECTROMAGNETIC WAVES

I.V. Drebot, Y.N. Grigoryev, A.Y. Zelinsky
NSC KPTI, 1, Academicheskaya, 61108 Kharkov, Ukraine
E-mail: drebot@kipt.kharkov.ua.

In the paper the results of approximate integration of Lorentz force equation for a free electron in the field of a linear polarized standing electro-magnetic wave are presented. Standing wave is considered as a sum of two running in opposite directions linear polarized waves. Projections of equations on coordinate axes, which are normal to the propagation direction, can be integrated once. It allows us to reduce the task to solution of nonlinear equation of the second order for longitudinal coordinate of electron. The axis of longitudinal projection coincides with a wave line. For approximate integration of the second order equation the expansion of the solution on two small parameters are used. One parameter presents relatively small value of the wave amplitude. The second parameter represents relatively small values of normal components of electron velocity. Velocity and coordinate of electron as a function of time are presented in the paper. It is shown that under interaction of a relativistic electron with standing wave there is a motion, which has of beating character. The amplitude and period of the beating were calculated.

KEY WORDS: running wave, Compton scattering, linear polarized wave, electrons beam.