

О движении заряженной частицы в плоской монохроматической электромагнитной волне

С.Н.Андреев, В.П.Макаров, А.А.Рухадзе

Подробно проанализирована задача о движении заряженной частицы во внешнем заданном поле плоской электромагнитной волны большой амплитуды, когда необходимо релятивистское рассмотрение. Исследованы различные случаи начальных условий движения заряженной частицы и поляризации волны. Показано, что предложенная в [1] формула для кинетической энергии электрона, осциллирующего в поперечном поле волны, справедлива только в нерелятивистском пределе.

Ключевые слова: плоская электромагнитная волна, ускорение заряженных частиц, ультракороткий лазерный импульс.

1. Введение

В последние годы проблема ускорения заряженных частиц при взаимодействии ультракоротких лазерных импульсов с плазмой широко исследуется как экспериментально, так и теоретически (см., напр., обзоры [2, 3]).

Процесс набора энергии электронами на фронтальной поверхности мишени в электромагнитном поле падающего лазерного импульса является определяющим для последующего ускорения ионов мишени. Чтобы оценить температуру быстрых электронов на фронтальной поверхности мишени, авторы работы [1] предложили использовать формулу для кинетической энергии электрона, осциллирующего в поперечном поле падающей световой волны,

$$\begin{aligned} \bar{K}_e &= m_e c^2 \left[\sqrt{1 + \left(\frac{eE_0}{m_e c \omega} \right)^2} - 1 \right] \\ &= m_e c^2 \left(\sqrt{1 + \frac{I \lambda^2}{1.37 \times 10^{18}} - 1} \right), \end{aligned} \quad (1)$$

где m_e – масса электрона; c – скорость света; E_0 – амплитуда электрического поля падающей электромагнитной волны; ω – ее круговая частота; I – интенсивность падающей волны (в Вт/см²); λ – длина волны (в мкм).

По существу, в работе [1] вывод формулы (1) отсутствует. Создается впечатление, что в известную формулу для энергии электрона

$$\varepsilon = m_e c^2 \sqrt{1 + \frac{p^2}{(m_e c)^2}}$$

подставляется выражение для амплитуды импульса электрона $p = eE/\omega$, осциллирующего в поле плоской моно-

хроматической электромагнитной волны в нерелятивистском случае. В последующих работах (см., напр., [4–8]), в которых формула (1) используется для теоретических оценок и анализа экспериментальных результатов, ее вывод также не приводится.

Цель настоящей работы – последовательный вывод формулы для энергии частицы, усредненной по периоду ее колебаний в поле плоской монохроматической волны. Мы покажем, что формула (1) справедлива только в нерелятивистском пределе.

2. Движение частицы в плоской монохроматической электромагнитной волне

Уравнение движения частицы с массой m и зарядом q в электромагнитном поле имеет вид (см., напр., [9], § 17)

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = q \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{V} \times \mathbf{H} \right), \quad (2)$$

где импульс частицы \mathbf{p} и ее скорость \mathbf{V} связаны равенством (см. [9], § 9)

$$\mathbf{p} = \frac{m\mathbf{V}}{\sqrt{1 - V^2/c^2}}. \quad (3)$$

Изменение энергии частицы

$$\varepsilon = \frac{m c^2}{\sqrt{1 - V^2/c^2}} = \sqrt{m^2 c^4 + c^2 p^2} \quad (4)$$

определяется уравнением

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = qE\mathbf{V}. \quad (5)$$

Как следует из (3) и (4), энергия, импульс и скорость частицы связаны равенствами

$$\mathbf{p} = \frac{\varepsilon \mathbf{V}}{c^2}, \quad \mathbf{V} = \frac{c^2 \mathbf{p}}{\varepsilon}. \quad (6)$$

Для плоской монохроматической волны имеем

$$E_x = H_y = b_x \cos \Phi, \quad E_y = -H_x = \pm b_y \sin \Phi, \quad (7)$$

$$E_z = H_z = 0, \quad \Phi = \omega t - kz + \alpha = \omega \tau + \alpha,$$

где $k = \omega/c$; α – некоторая постоянная фаза ([9], §48); координатные оси выбраны так, что ось z направлена вдоль направления распространения волны, а оси x и y совпадают с осями эллипса поляризации волны b_x и b_y , причем $b_x \geq b_y \geq 0$. Верхний (нижний) знак в выражении для E_y соответствует правой (левой) поляризации.

Решение уравнений (2) и (5) с \mathbf{E} и \mathbf{H} из (7) имеет вид

$$p_x = \chi_x + \frac{qb_x}{\omega} \sin \Phi, \quad p_y = \chi_y \mp \frac{qb_y}{\omega} \cos \Phi, \quad (8)$$

$$p_z = \gamma g; \quad \varepsilon = c\gamma(1 + g),$$

где χ_x, χ_y и γ – постоянные (причем $\gamma \geq 0$, т. к. $\varepsilon \geq mc^2$);

$$g = h + \frac{q}{\gamma^2 \omega} (\chi_x b_x \sin \Phi \mp \chi_y b_y \cos \Phi) - \frac{q^2}{4\gamma^2 \omega^2} (b_x^2 - b_y^2) \cos 2\Phi; \quad (9)$$

$$h = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{m^2 c^2 + \chi_x^2 + \chi_y^2}{\gamma^2} - 1 \right) + \frac{q^2}{2\gamma^2 \omega^2} (b_x^2 + b_y^2) \right]. \quad (10)$$

Из (8) и (6) получаем параметрическое (параметр – Φ) представление скорости частицы:

$$\begin{aligned} V_x &= \frac{dx}{dt} = \frac{c}{\gamma} \left(1 - \frac{V_z}{c} \right) \left(\chi_x + \frac{qb_x}{\omega} \sin \Phi \right) \\ &= \frac{c}{(1+g)\gamma} \left(\chi_x + \frac{qb_x}{\omega} \sin \Phi \right), \\ V_y &= \frac{dy}{dt} = \frac{c}{\gamma} \left(1 - \frac{V_z}{c} \right) \left(\chi_y \mp \frac{qb_y}{\omega} \cos \Phi \right) \\ &= \frac{c}{(1+g)\gamma} \left(\chi_y \mp \frac{qb_y}{\omega} \cos \Phi \right), \end{aligned} \quad (11)$$

$$V_z = \frac{dz}{dt} = c \frac{g}{1+g}.$$

Постоянные χ_x, χ_y и γ определяются начальной фазой волны $\Phi_0 = -kz_0 + \alpha$ и начальной скоростью частицы V_0 ; из (11), (4) и (8) находим

$$\begin{aligned} \chi_x &= -\frac{qb_x}{\omega} \sin \Phi_0 + \frac{mV_{x0}}{\sqrt{1 - V_0^2/c^2}}, \\ \chi_y &= \pm \frac{qb_y}{\omega} \cos \Phi_0 + \frac{mV_{y0}}{\sqrt{1 - V_0^2/c^2}}, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\gamma = mc \frac{1 - V_{z0}/c}{\sqrt{1 - V_0^2/c^2}}.$$

Из (11) определяем координаты частицы как функции параметра Φ :

$$x = x_0 + \frac{\chi_x}{\gamma k} (\Phi - \Phi_0) - \frac{qb_x}{\gamma \omega k} (\cos \Phi - \cos \Phi_0),$$

$$y = y_0 + \frac{\chi_y}{\gamma k} (\Phi - \Phi_0) \mp \frac{qb_y}{\gamma \omega k} (\sin \Phi - \sin \Phi_0), \quad (13)$$

$$\begin{aligned} z &= z_0 + \frac{h}{k} (\Phi - \Phi_0) - \frac{q}{\gamma^2 \omega k} [\chi_x b_x (\cos \Phi - \cos \Phi_0) \\ &\pm \chi_y b_y (\sin \Phi - \sin \Phi_0)] - \frac{q^2}{8\gamma^2 \omega^2 k} (b_x^2 - b_y^2) (\sin 2\Phi - \sin 2\Phi_0). \end{aligned}$$

Покажем, что движение частицы представляет собой наложение движения с некоторой постоянной скоростью V и колебательного движения с некоторой частотой $\tilde{\omega} = 2\pi/\tilde{T}$ (отличающейся от частоты поля ω):

$$\begin{aligned} x(t) &= \tilde{x} + \tilde{V}_x t + \zeta(t), & y(t) &= \tilde{y} + \tilde{V}_y t + \eta(t), \\ z(t) &= \tilde{z} + \tilde{V}_z t + \zeta(t), \end{aligned} \quad (14)$$

где $\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}$ – некоторые постоянные, а

$$\xi(t + \tilde{T}) = \xi(t), \quad \eta(t + \tilde{T}) = \eta(t), \quad \zeta(t + \tilde{T}) = \zeta(t) \quad (15)$$

– периодические функции с одинаковым периодом.

Ищем решение уравнения для координаты z в (13) в виде (14). Подставляя $z(t)$ из (14) в (13) и выбирая постоянные \tilde{z} и \tilde{V}_z в виде

$$\begin{aligned} \tilde{z} &= z_0 + \left[\frac{q}{\gamma^2 \omega k} (\chi_x b_x \cos \Phi_0 \pm \chi_y b_y \sin \Phi_0) \right. \\ &\left. + \frac{q^2 (b_x^2 - b_y^2)}{8\gamma^2 \omega^2 k} \sin 2\Phi_0 \right] \frac{1}{1+h}, \quad \tilde{V}_z = \frac{ch}{1+h}, \end{aligned} \quad (16)$$

получаем следующее уравнение для $\zeta(t)$:

$$\begin{aligned} (1+h)\zeta(t) &= -\frac{q}{\gamma^2 \omega k} \\ &\times \left[\chi_x b_x \cos \Phi \pm \chi_y b_y \sin \Phi + \frac{q(b_x^2 - b_y^2)}{8\omega} \sin 2\Phi \right]. \end{aligned} \quad (17)$$

Поскольку правая часть уравнения (17) – периодическая функция, то $\zeta(t)$ тоже является таковой. Осталось найти ее период. Как очевидно из (17), период \tilde{T} определяется равенством $\Phi(t + \tilde{T}) = \Phi(t) + 2\pi$, из которого при учете (7), (14) и (15) следует, что

$$\tilde{T} = \frac{2\pi}{\omega} \frac{1}{1 - \tilde{V}_z/c} = \frac{2\pi}{\omega} (1+h). \quad (18)$$

Видно, что период колебаний частицы отличен от периода поля.

Ищем теперь решение первого уравнения (13) в виде $x(t)$ из (14). Выбирая постоянные \tilde{x} и \tilde{V}_x в виде

$$\begin{aligned} \tilde{x} &= x_0 + \frac{\chi_x}{\gamma} (z_0 - \tilde{z}) + \frac{qb_x}{\gamma \omega k} \cos \Phi_0, \\ \tilde{V}_x &= \frac{\chi_x}{\gamma} c \left(1 - \frac{\tilde{V}_z}{c} \right) = \frac{\chi_x}{\gamma} \frac{c}{1+h}, \end{aligned} \quad (19)$$

находим, что

$$\xi(t) = -\frac{\chi_x}{\gamma} \zeta(t) - \frac{qb_x}{\gamma\omega k} \cos \Phi. \quad (20)$$

Аналогично получаем для $y(t)$ в (14):

$$\tilde{y} = y_0 + \frac{\chi_y}{\gamma} (z_0 - \tilde{z}) \pm \frac{qb_y}{\gamma\omega k} \sin \Phi_0, \quad (21)$$

$$\tilde{V}_y = \frac{\chi_y}{\gamma} \frac{c}{1+h}, \quad \eta(t) = -\frac{\chi_y}{\gamma} \zeta(t) \mp \frac{qb_y}{\gamma\omega k} \sin \Phi.$$

3. Движение частицы, усредненное по периоду колебаний

В этом разделе мы приведем результаты усреднения координаты $\mathbf{r}(t)$, скорости $\mathbf{V}(t)$, импульса $\mathbf{p}(t)$ и энергии $\varepsilon(t)$ частицы по периоду $\tilde{T} = 2\pi/\tilde{\omega}$ ее колебаний в поле волны.

Для координаты x (13) имеем

$$\begin{aligned} \bar{x}(t) = \frac{1}{\tilde{T}} \int_t^{\tilde{t}} x(t') dt' = & \left(x_0 - \frac{\chi_x}{\gamma k} \Phi_0 + \frac{qb_x}{\gamma\omega k} \cos \Phi_0 \right) \\ & + \frac{\chi_x}{\gamma k \tilde{T}} \int_t^{\tilde{t}} \Phi(t') dt' - \frac{qb_x}{\gamma\omega k \tilde{T}} \int_t^{\tilde{t}} \cos \Phi(t') dt', \end{aligned} \quad (22)$$

где

$$\tilde{t} \equiv t + \tilde{T} \quad (23)$$

и (см. (7), (14) и (18))

$$\begin{aligned} \Phi(t) = \omega t - k[\tilde{z} + \tilde{V}_z t + \zeta(t)] + \alpha \\ = \tilde{\omega} t - k\tilde{z} + \alpha - k\zeta(t). \end{aligned} \quad (24)$$

Используя (23) и (24), получаем для первого интеграла в правой части (22) следующее выражение:

$$\int_t^{\tilde{t}} \Phi(t') dt' = (\alpha - k\tilde{z} + \tilde{\omega} t) \tilde{T} - k \int_t^{\tilde{t}} \zeta(t') dt'. \quad (25)$$

Интеграл в правой части (25) не зависит от t :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_t^{\tilde{t}} \zeta(t') dt' = \frac{\partial}{\partial t} \int_t^{t+\tilde{T}} \zeta(t') dt' = \zeta(t + \tilde{T}) - \zeta(t) = 0, \quad (26)$$

т. к. $\zeta(t)$ – периодическая функция с периодом \tilde{T} . Этот интеграл есть умноженная на \tilde{T} нулевая фурье-компонента функции $\zeta(t)$, или

$$\int_t^{\tilde{t}} \zeta(t') dt' = \tilde{T} \bar{\zeta}, \quad (27)$$

где $\bar{\zeta}$ – среднее значение функции $\zeta(t)$ в интервале времени, равном периоду \tilde{T} . С учетом (27) формула (25) преобразуется к виду

$$\int_t^{\tilde{t}} \Phi(t') dt' = [\alpha - k(\tilde{z} + \bar{\zeta})] \tilde{T} + 2\pi t. \quad (28)$$

Другие величины сводятся к вычислению интеграла

$$I(t) = \int_t^{\tilde{t}} f(t') dt' \quad (29)$$

с соответствующей функцией $f(t')$. Вводим новую переменную интегрирования

$$\Phi' \equiv \Phi(t'), \quad dt' = \frac{d\Phi'}{\omega} \frac{1}{1 - V_z(t')/c} = \frac{1+g}{\omega} d\Phi' \quad (30)$$

(в последнем равенстве мы использовали (11)). Тогда

$$I(t) = \frac{1}{\omega} \int_{\Phi(t)}^{\Phi(\tilde{t})} f(\Phi') [1 + g(\Phi')] d\Phi', \quad (31)$$

где с учетом (23), (24) и (26)

$$\Phi(\tilde{t}) = \Phi(t + \tilde{T}) = \tilde{\omega} t - k\tilde{z} + \alpha - k\zeta(t + \tilde{T}) + 2\pi, \quad (32)$$

т. е. $\Phi(\tilde{t}) = \Phi(t) + 2\pi$. Вычисление интеграла (29) с функцией $\zeta(t)$ дает $\bar{\zeta} = 0$.

Возвращаясь к интегралу в (22) и используя (29), (31), (9) и (32), имеем

$$\int_t^{\tilde{t}} \cos \Phi(t') dt' = \frac{1}{\omega} \int_{\Phi(t)}^{\Phi(\tilde{t})} \cos \Phi' [1 + g(\Phi')] d\Phi' = \mp \frac{\pi q \chi_x b_y}{\gamma^2 \omega^2}. \quad (33)$$

Подставляя в (22) значения интегралов из (28) с $\bar{\zeta} = 0$ и (33), получаем окончательный результат:

$$\bar{x}(t) = \bar{x} + \tilde{V}_x \left(t + \frac{\tilde{T}}{2} \right) \pm \frac{cq^2 \chi_x b_x b_y}{2\gamma^3 \omega^3 (1+h)}, \quad (34)$$

в котором \bar{x} и \tilde{V}_x определяются по формулам (19).

Таким же путем находим

$$\bar{y}(t) = \bar{y} + \tilde{V}_y \left(t + \frac{\tilde{T}}{2} \right) + \bar{\eta}, \quad (35)$$

где \bar{y} и \tilde{V}_y определяются формулами в (21), а среднее значение периодической функции $\eta(t)$ дается функцией

$$\bar{\eta} = \mp \frac{cq^2 \chi_x b_x b_y}{2\gamma^3 \omega^3 (1+h)}. \quad (36)$$

Наконец, если учесть, что $\bar{\zeta} = 0$, выражение для $\bar{z}(t)$ принимает вид

$$\bar{z}(t) = \bar{z} + \tilde{V}_z \left(t + \frac{\tilde{T}}{2} \right), \quad (37)$$

где \bar{z} и \tilde{V}_z определяются формулами (16).

Перейдем теперь к скорости частицы (11). Используя (29), (31) и (9), находим, что

$$\bar{V}_x = \tilde{V}_x, \quad \bar{V}_y = \tilde{V}_y, \quad \bar{V}_z = \tilde{V}_z, \quad (38)$$

т. е., как и следовало ожидать, средняя по периоду скорость частицы совпадает с \tilde{V} , которая находится из формул (19), (21) и (16).

Для импульса частицы \mathbf{p} (см. (8)) таким же путем получаются следующие формулы:

$$\begin{aligned} \bar{p}_x = \chi_x \left[1 + \frac{q^2 b_x^2}{2\gamma^2 \omega^2 (1+h)} \right], \quad \bar{p}_y = \chi_y \left[1 + \frac{q^2 b_y^2}{2\gamma^2 \omega^2 (1+h)} \right], \\ \bar{p}_z = \frac{\gamma}{1+h} \left\{ h + h^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{q}{\gamma \omega} \right)^2 \right. \\ \left. \times [(\chi_x b_x)^2 + (\chi_y b_y)^2] + \frac{1}{32} \left(\frac{q}{\gamma \omega} \right)^4 (b_x^2 - b_y^2)^2 \right\}. \end{aligned} \quad (39)$$

Для энергии ε (см. (8)) отсюда получаем

$$\bar{\varepsilon} = \frac{c\gamma}{1+h} \left\{ (1+h)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{q}{\gamma^2\omega} \right)^2 \times [(\chi_x b_x)^2 + (\chi_y b_y)^2] + \frac{1}{32} \left(\frac{q}{\gamma\omega} \right)^4 (b_x^2 - b_y^2)^2 \right\}, \quad (40)$$

где, напомним, b_x и b_y – амплитуды поля (см. (7)), а параметры γ , χ_x и χ_y определяются формулой (12).

Ясно, что $\bar{\varepsilon}$ зависит от интенсивности волны, ее поляризации, начальной фазы, а также от начальной скорости частицы.

4. Случай круговой и линейной поляризации волны при отсутствии у частицы начальной скорости

В этом разделе рассмотрим случай, когда частица в начальный момент покоилась ($V_0 = 0$). Тогда (см. (12))

$$\gamma = mc, \quad \chi_x = -\frac{qb_x}{\omega} \sin \Phi_0, \quad \chi_y = \pm \frac{qb_y}{\omega} \cos \Phi_0. \quad (41)$$

Для волны с круговой поляризацией $b_x = b_y = b/\sqrt{2}$; при этом

$$\gamma = mc, \quad \chi_x = -\frac{qb \sin \Phi_0}{\omega\sqrt{2}}, \quad \chi_y = \pm \frac{qb \cos \Phi_0}{\omega\sqrt{2}}, \quad (42)$$

$$(\chi_x b_x)^2 + (\chi_y b_y)^2 = \left(\frac{qb^2}{2\omega} \right)^2$$

и (см. (10))

$$h = \frac{1}{2} \left(\frac{qb}{mc\omega} \right)^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{2q^2}{\pi m^2 c^5} I \lambda^2 \right) \equiv \frac{\mu}{2}, \quad (43)$$

где $I = cb^2/(8\pi)$ – интенсивность волны, а $\lambda = 2\pi c/\omega$ – длина волны.

Период осцилляций частицы (18) в этом случае

$$\tilde{T} = T(1+h) = T \left(1 + \frac{\mu}{2} \right). \quad (44)$$

Подставляя (42) и (43) в (40), получаем для средней энергии первоначально покоящейся частицы в волне круговой поляризации

$$\bar{\varepsilon} - mc^2 = \frac{1}{2} mc^2 \mu \left(1 + \frac{\mu}{4 + 2\mu} \right). \quad (45)$$

Как видно из (44) и (45), период осцилляций частицы и ее средняя энергия не зависят от начальной фазы волны.

В случае линейной поляризации $b_x = b$, $b_y = 0$ (по-прежнему для неподвижной в начальный момент времени частицы, см. (41)); при этом

$$\gamma = mc, \quad \chi_x = -\frac{qb \sin \Phi_0}{\omega}, \quad \chi_y = 0, \quad (46)$$

$$(\chi_x b_x)^2 + (\chi_y b_y)^2 = \left(\frac{qb^2}{\omega} \right)^2 \sin^2 \Phi_0$$

и (см. (10))

$$h = \frac{1}{4} \left(\frac{qb}{mc\omega} \right)^2 (1 + 2 \sin^2 \Phi_0) = \frac{\mu}{4} (1 + 2 \sin^2 \Phi_0). \quad (47)$$

Период осцилляций частицы

$$\tilde{T} = T \left[1 + \frac{\mu}{4} (1 + 2 \sin^2 \Phi_0) \right]. \quad (48)$$

Подставляя (46) и (47) в (40), получаем зависимость средней энергии первоначально покоящейся частицы в волне линейной поляризации:

$$\bar{\varepsilon} - mc^2 = \frac{1}{4} mc^2 \mu \left[1 + 2 \sin^2 \Phi_0 + \frac{\mu(1/8 + 2 \sin^2 \Phi_0)}{1 + (1/4)\mu(1 + 2 \sin^2 \Phi_0)} \right]. \quad (49)$$

Максимальная средняя энергия получается при фазе $\Phi_0 = \pi/2$ или $3\pi/2$, когда поле в точке, где в начальный момент времени находится частица, равно нулю. В этом случае имеем

$$\bar{\varepsilon} - mc^2 = \frac{3}{4} mc^2 \mu \left(1 + \frac{17\mu}{24 + 18\mu} \right). \quad (50)$$

Минимальная средняя энергия соответствует фазе $\Phi_0 = 0$ или π и определяется формулой

$$\bar{\varepsilon} - mc^2 = \frac{1}{4} mc^2 \mu \left(1 + \frac{\mu}{8 + 2\mu} \right). \quad (51)$$

Наконец, усредненная по начальной фазе Φ_0 средняя энергия заряженной частицы в поле плоской монохроматической волны линейной поляризации имеет вид

$$\langle \bar{\varepsilon} \rangle - mc^2 = \frac{1}{4} mc^2 \mu \left(6 - \frac{32 + 7\mu}{2\sqrt{4 + 3\mu}\sqrt{4 + \mu}} \right). \quad (52)$$

На рис.1 приведены зависимости средних кинетических энергий электрона от интенсивности плоской монохроматической электромагнитной волны линейной поляризации (формула (52)), круговой поляризации (формула (45)), а также энергии, рассчитанной по формуле (1). Видно, что формула (1) дает существенно заниженные

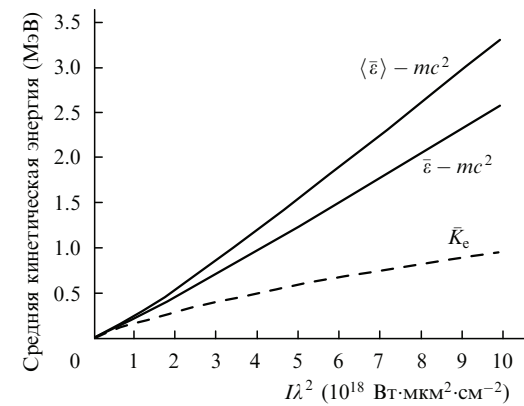


Рис.1. Зависимости средней кинетической энергии электрона от интенсивности плоской монохроматической электромагнитной волны линейной поляризации (формула (52)) и круговой поляризации (45), а также расчет по формуле (1).

значения средней энергии электрона в электромагнитном поле: при $I\lambda^2 > 4.5 \times 10^{18}$ Вт·мкм²·см⁻² эти значения более чем в 2 раза меньше значений, рассчитанных по формуле (45), и более чем в 2.5 раза меньше рассчитанных по формуле (52). Средние энергии оказываются сравнимыми только в нерелятивистском пределе: различие в энергиях не превышает 10 % при $I\lambda^2 < 2 \times 10^{17}$ Вт·мкм²·см⁻².

5. Заключение

Таким образом, в настоящей работе дан подробный анализ задачи о движении заряженной частицы во внешнем заданном поле плоской электромагнитной волны. Исследованы различные случаи начальных условий движения заряженной частицы и поляризации волны.

Показано, что движение частицы представляет собой наложение движения с постоянной скоростью и колебательного движения с частотой, отличающейся от частоты поля. При увеличении интенсивности поля, согласно формуле (18), частота колебательного движения частицы

стремится к нулю. Вычислены средние (по периоду колебаний частицы) значения скорости, импульса и энергии частицы. Сравнение полученных в работе формул для средней энергии заряженной частицы в поле плоской монохроматической волны линейной и круговой поляризации с формулой (1) показывает, что последняя верна только в нерелятивистском пределе.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 07-02-12060).

1. Wilks S.C., Krueer W.L., Tabak M., Langdon A.B. *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 1383 (1992).
2. Umstadter D. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **36**, R151 (2003).
3. Pukhov A. *Rep. Prog. Phys.*, **66**, 47 (2003).
4. Wilks S.C. et al. *Phys. Plasmas*, **8**, 542 (2001).
5. Sentoku Y., Cowan T.E., Kemp A., Ruhl H. *Phys. Plasmas*, **10**, 2009 (2003).
6. d'Humieres E., Lefebvre E., Gremillet L., Malka V. *Phys. Plasmas*, **12**, 062704 (2005).
7. Mora P. *Phys. Rev. E*, **72**, 056401 (2005).
8. Oishi Y. et al. *Phys. Plasmas*, **12**, 073102 (2005).
9. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теория поля* (М.: Наука, 1973).