

УДК 535.42; 517.9

А.В. Боровский

*Байкальский Государственный Университет,
г. Иркутск, Российская Федерация*

А.Л. Галкин

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,
г. Москва, Российская Федерация*

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАХВАТА ЭЛЕКТРОНОВ В ОБЛАСТИ ПЕРЕСЕЧЕНИЯ ЛАЗЕРНЫХ ВОЛН

Аннотация. Рассматривается пересечение двух сфазированных плоских линейно-поляризованных лазерных волн. Выписаны выражения для векторного потенциала и электромагнитных полей в зоне интерференции в моделях, учитывающих продольную и поперечную огибающие лазерного импульса. Вычислено двумерное пространственное распределение интенсивности в рамках подхода, использующего понятие вектора Пойнтинга. Показано, что область интерференции представляет собой совокупность гребней и впадин, вытянутых вдоль оси системы. Эта область перемещается со скоростью, превышающей скорость света вдоль указанной оси. Представлены уравнения релятивистской динамики для пробного электрона в области пересечения лазерных волн. Указанные уравнения решены численно. Изучена картина движения релятивистского электрона. Показано, что имеет место эффект захвата электрона в протяженную впадину между пучностями электромагнитного поля в зоне интерференции. После прохождения лазерных импульсов электрон приобретает остаточную кинетическую энергию и может двигаться в различных направлениях, в том числе вперед, вбок и назад. При этом преобладает выброс электрона в поперечном направлении.

Ключевые слова. Релятивистская лазерная физика, захват электронов, интерференция лазерных волн.

Информация о статье. Дата поступления: 14 сентября 2020 г.

A.V. Borovsky

*Baikal State University,
Irkutsk, Russian Federation*

A.L. Galkin

*General Physics Institute of Russian Academy
of the Sciences named after A.M. Prokhorov,
Moscow, Russian Federation*

NUMERICAL SIMULATION OF ELECTRON CAPTURE IN THE AREA OF LASER WAVES INTERSECTION

Abstract. The research examined the intersection of two plane phased linearly polarized laser waves. The authors specified the formula for the vector potential and electromagnetic fields in the interference zone in models that takes into account the longitudinal and transverse envelopes of the laser pulse. The authors calculated two-dimensional spatial intensity distribution in the framework of the approach,

using the concept of the Poynting vector. It is shown that the area of interference is a complex of ridges and holes elongated along the axis of the system. This area moves with the speed exceeding the speed of light along the specified axis. The authors put forward the equations of relativistic dynamics for the test electron in the area of the intersecting laser waves. These equations are solved numerically. The study examined the motion of a relativistic electron. The study showed that there is an effect of electron capture in the long hole between the ridges of the electromagnetic field in the interference zone. After passing the laser pulses, the electron acquires the residual kinetic energy and can move in different directions, including forward, sideways, and backward. In this case, the electron ejection in the transverse direction prevails.

Keywords. Relativistic laser physics, electron capture, laser wave interference.

Article info. Received 14 September, 2020.

Ускорение заряженных частиц в световых электромагнитных полях является актуальной задачей лазерной физики [1; 2]. Механизм вакуумного ускорения пробного электрона (без влияния коллективного движения других электронов) реализуется при фокусировке лазерного излучения в газ низкой плотности [3]. В случае, если пространственная амплитуда осцилляций электрона в лазерном поле существенно меньше продольно-поперечной пространственной неоднородности лазерного импульса, осциллирующее движение электрона можно усреднить. В результате получается дрейфовое движение электрона под воздействием пондеромоторной силы [4]. В лазерных полях релятивистской интенсивности амплитуда осцилляций электрона возрастает как корень из интенсивности и может превысить размер продольной или поперечной неоднородности лазерного импульса. Движение электрона в этом случае происходит под воздействием высокочастотной силы Лоренца, и приводит к энергетико-угловым спектрам ускоренных электронов, изучавшимся в [5].

Схемы ускорения электронов электромагнитным полем, использующие наклонные амплитудно-фазовые фронты в нескольких пересекающихся волнах, рассматривались в работах [6–10]. Показано, что в результирующей волне формируются ловушки (области с продольной компонентой напряженности электрического поля), двигающиеся со скоростью света и, возможно, ускоряющие свободные электроны. Развитие этих схем с привлечением внешнего магнитного поля предложено в работе [11].

Представляет интерес рассмотреть движение пробного электрона в области пересечения полей в рамках более строгой теории без дополнительных предположений о существовании ловушек и возможности ускорения.

Рассмотрим пересечение двух плоских волн с огибающими, моделирующими временной импульс, рис. 1. Волновой вектор каждой волны лежит в плоскости Oyz и повернут относительно оси

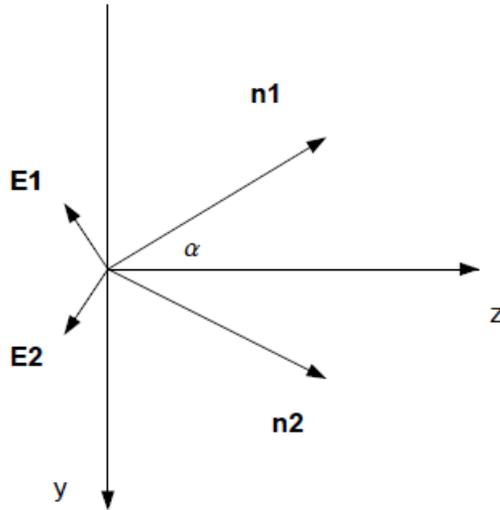


Рис. 1. Геометрия пересечения двух линейно-поляризованных плоских волн. Единичные векторы n_1, n_2 указывают направления распространения волн. Напряженности электрических полей E_1, E_2 указывают направления линейной поляризации волн. Все векторы лежат в плоскости Oxz .

Oz на угол $\pm\alpha$. Электрические вектора двух волн также лежат в плоскости Oxz . Магнитные вектора направлены вдоль оси Ox .

Запишем выражение для векторного потенциала суперпозиции двух линейно поляризованных волн. Амплитуды обеих волн будем считать одинаковыми.

$$A(\mathbf{r}, t) = \mathbf{a}_1 e^{-\left(\frac{t - \frac{(\mathbf{k}_1 \mathbf{r})}{\omega}}{\tau}\right)^2} \cos(\omega t - (\mathbf{k}_1 \mathbf{r})) + \mathbf{a}_2 e^{-\left(\frac{t - \frac{(\mathbf{k}_2 \mathbf{r})}{\omega}}{\tau}\right)^2} \cos(\omega t - (\mathbf{k}_2 \mathbf{r})). \quad (1)$$

$$\mathbf{a}_{1,2} = a \boldsymbol{\alpha}_{1,2}, \quad \boldsymbol{\alpha}_{1,2} = (0, \pm \cos \alpha, \sin \alpha),$$

$$\mathbf{k}_{1,2} = k \mathbf{n}_{1,2}, \quad \mathbf{n}_{1,2} = (0, \mp \sin \alpha, \cos \alpha).$$

Электрический и магнитный вектора вычислим дифференцированием в предположении достаточно длинных импульсов $\omega \tau \gg 1$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\frac{1}{c} \frac{\partial A(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = -E_0 [\alpha_1 O_1 \sin(\omega t - (\mathbf{k}_1 \mathbf{r})) + \alpha_2 O_2 \sin(\omega t - (\mathbf{k}_2 \mathbf{r}))],$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \nabla \times \mathbf{A} = E_0 [O_1 \mathbf{n}_1 \times \boldsymbol{\alpha}_1 \sin(\omega t - (\mathbf{k}_1 \mathbf{r})) + O_2 \mathbf{n}_2 \times \boldsymbol{\alpha}_2 \sin(\omega t - (\mathbf{k}_2 \mathbf{r}))], \quad (2)$$

$$O_1 = e^{-\left(\frac{t - \frac{-y \sin \alpha + z \cos \alpha}{c}}{\tau}\right)^2}, \quad O_2 = e^{-\left(\frac{t - \frac{y \sin \alpha + z \cos \alpha}{c}}{\tau}\right)^2}.$$

На основе (2) для компонент электрического и магнитного векторов получим

$$E_y(\mathbf{r}, t) = -e_y E_0 \cos \alpha [(O_1 + O_2) \cos(\omega t - kz \cos \alpha) \sin(ky \sin \alpha) + (O_1 - O_2) \sin(\omega t - kz \cos \alpha) \cos(ky \sin \alpha)],$$

$$E_z(\mathbf{r}, t) = -e_z E_0 \sin \alpha [(O_1 + O_2) \sin(\omega t - kz \cos \alpha) \cos(ky \sin \alpha) + (O_1 - O_2) \cos(\omega t - kz \cos \alpha) \sin(ky \sin \alpha)],$$

$$\mathbf{B}_x(\mathbf{r}, t) = -e_x E_0 [(O_1 + O_2) \cos(\omega t - kz \cos \alpha) \sin(ky \sin \alpha) + (O_1 - O_2) \sin(\omega t - kz \cos \alpha) \cos(ky \sin \alpha)].$$

$$E_0 = ak. \quad (3)$$

При $a \rightarrow 0$

$$\mathbf{E}_y(\mathbf{r}, t) \rightarrow 0, \quad \mathbf{E}_z(\mathbf{r}, t) \rightarrow 0, \quad \mathbf{B}_x(\mathbf{r}, t) \rightarrow 0,$$

так как волны с противоположными линейными поляризациями гасят друг друга.

Выражения при исключении экспонент описывают поля при пересечении плоских монохроматических волн. Отметим, что формулы справедливы с точностью до постоянной фазы в аргументе $\omega t - (\mathbf{k}_{1,2} \mathbf{r}) + \varphi_0$. Поэтому знаки в формулах могут меняться.

Система релятивистских уравнений движения для пробного электрона вместе с начальными условиями имеет вид

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -e\mathbf{E} - \frac{e}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B}, \quad \frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{v}, \quad \mathbf{v} = c \frac{\mathbf{p}/m_e c}{\sqrt{1 + (\mathbf{p}/m_e c)^2}}, \quad \mathbf{r}(0) = \mathbf{r}_0, \quad (4)$$

$$\mathbf{v}(0) = \mathbf{v}_0.$$

Начальное условие на скорость при нулевом значении соответствует вакуумному ускорению электрона, при большом начальном значении скорости — ускорению инжектируемого электрона.

Для полей (3) движение вдоль оси Ox происходит с постоянным импульсом

$$\frac{dp_x}{dt} = 0 \rightarrow p_x = p_{x0}. \quad (5)$$

В связи с чем, движение в пространстве описывается следующей системой обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\begin{aligned} \frac{dp_y}{dt} &= -eE_y - \frac{e}{c}v_zB_x, & \frac{dp_z}{dt} &= -eE_z + \frac{e}{c}v_yB_x, & \frac{dx}{dt} &= v_x, \\ \frac{dy}{dt} &= v_y, & \frac{dz}{dt} &= v_z \end{aligned}$$

$$v_x = c \frac{p_{x0}/m_e c}{\sqrt{1 + \left(\mathbf{p}/m_e c\right)^2}}, \quad v_y = c \frac{p_y/m_e c}{\sqrt{1 + \left(\mathbf{p}/m_e c\right)^2}}, \quad v_z = c \frac{p_z/m_e c}{\sqrt{1 + \left(\mathbf{p}/m_e c\right)^2}}$$

$$\left(\mathbf{p}/m_e c\right)^2 = \frac{(p_{x0})^2 + (p_y)^2 + (p_z)^2}{(m_e c)^2}. \quad (6)$$

Если $p_{x0} = 0$, то движение происходит в плоскости Oyz . Система ОДУ (6) с начальными условиями (4) является нелинейной и ее следует решать численно.

Нерелятивистские уравнения $\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\frac{e}{m_e}\mathbf{E}$, $\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{v}$ получаются из (4) переходом $c \rightarrow \infty$

Расчет интенсивности в пересекающихся волнах можно провести, вычислив модуль вектор Пойнтинга.

$$I = |\mathbf{S}|, \quad \mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} \langle [\mathbf{E} \times \mathbf{B}] \rangle. \quad (7)$$

Соответствующее вычисление приводит к выражению

$$\begin{aligned} I^2 &= \frac{E_0^4}{4} \{O_1^4 + O_2^4 + 2O_1^2 O_2^2 \cos 2\alpha - 4\cos^2 \alpha (O_1^2 + O_2^2) \times \\ &\times O_1 O_2 \cos(2kysina) + 4O_1^2 O_2^2 \cos^2(2kysina)\}. \end{aligned} \quad (8)$$

При $O_1 = 1, O_2 = 0$ получаем переход к интенсивности плоской волны $I = \frac{c}{8\pi} E_0^2$

При $a \rightarrow 0$

$$I^2 \rightarrow \frac{E_0^4}{4} \{O_1^4 + O_2^4 + 2O_1^2 O_2^2 - 4(O_1^2 + O_2^2)O_1 O_2 + 4O_1^2 O_2^2\} =$$

$$= \frac{E_0^4}{4} (O_1 - O_2)^4 \rightarrow 0$$

Расчеты интенсивности по формуле (8) представлены на рис. 2. Видны две пересекающиеся плоские волны, распространяющиеся под разными углами. В зоне пересечения сфазированных волн возникает картина интерференции, которая выглядит как совокупность пиков с главными плоскостями параллельными оси Oz . Ямы между пиками достигают нуля. Картина пересечения волн показана в фиксированный момент времени. Эта картина движется вдоль оси Oz с фазовой скоростью

$$v_{\Phi} = c / \cos \alpha > c,$$

превышающей скорость света.

На рис.3 представлен расчет интенсивности для пересекающихся волн с огибающими

$$O_1 = e^{-\left(\frac{\omega t + k y \sin \alpha - k z \cos \alpha}{\omega \tau}\right)^2} - \left(\frac{k y \cos \alpha + k z \sin \alpha}{k \rho_{\perp}}\right)^2,$$

$$O_2 = e^{-\left(\frac{\omega t - k y \sin \alpha - k z \cos \alpha}{\omega \tau}\right)^2} - \left(\frac{k y \cos \alpha - k z \sin \alpha}{k \rho_{\perp}}\right)^2. \quad (9)$$

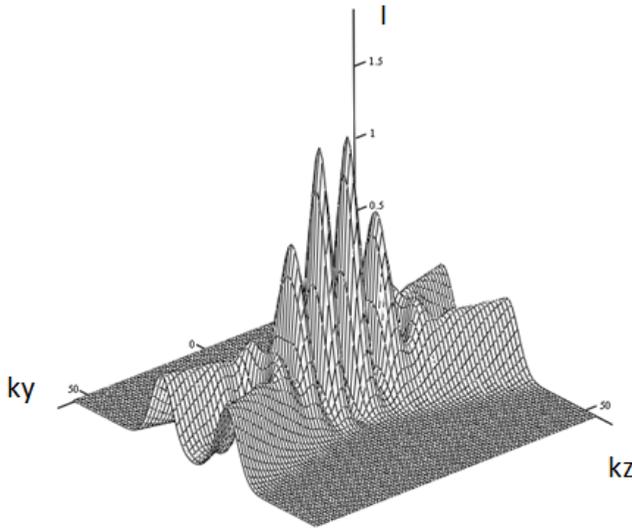
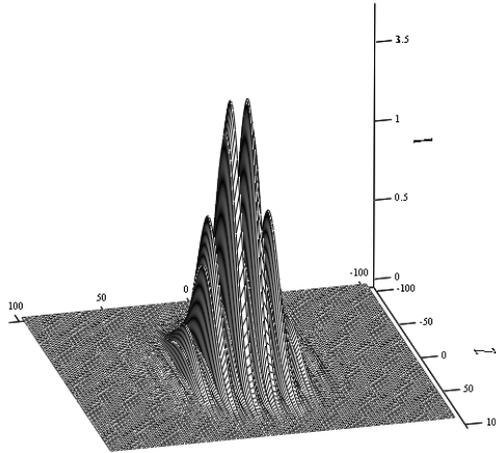


Рис. 2. Расчет интенсивности (8) $I(ky, kz, a)$: $a = 15^\circ$, $-50 < ky, kz < 50$.
Длина лазерного импульса $L / \lambda = 10 / 2\pi$.



**Рис. 3. Расчет интенсивности (8) $I(ky, kz, a)$ с огибающими (9):
 Время $t = 0$, $kr_{\perp} = 30$, $L/\lambda = 50/2\pi$. Показан момент
 пересечения импульсов.**

Наличие поперечных огибающих уменьшает количество пиков в интерференционной картине пересекающихся волн.

Движение пробного электрона в пересекающихся плоских монохроматических волнах в нерелятивистском случае описывается уравнениями

$$dP_x/dt = 0,$$

$$dP_y/dt = eE_0 \cos \alpha \sin(ky \sin \alpha) \cos(\omega t - kz \cos \alpha),$$

$$dP_z/dt = eE_0 \sin \alpha \cos(ky \sin \alpha) \sin(\omega t - kz \cos \alpha). \quad (10)$$

Интегрируя два раза быстроосциллирующие по времени функции в предположении, что координаты электрона меняются мало, получаем

$$y = -\frac{eE_0}{\omega^2} \cos \alpha \sin(ky \sin \alpha) \cos(\omega t - kz \cos \alpha),$$

$$z = -\frac{eE_0}{\omega^2} \sin \alpha \cos(ky \sin \alpha) \sin(\omega t - kz \cos \alpha),$$

откуда

$$\left(\frac{y}{\cos \alpha \sin(ky \sin \alpha)} \right)^2 + \left(\frac{z}{\sin \alpha \cos(ky \sin \alpha)} \right)^2 = \left(\frac{eE_0}{\omega^2} \right)^2, \quad (11)$$

т.е. в окрестности точки с координатой y при фиксированном значении a электрон движется по эллиптической траектории. Это

можно интерпретировать как локальные эллиптические осцилляции (дребезг, виден в расчете).

Для решения системы нелинейных ОДУ (6) применялись авторские коды с использованием численных методов Рунге-Кутты 4 и 6-го порядка с адаптацией шага по времени. Указанные коды тестировались ранее на аналитически решаемой задаче о движении электрона в поле плоской электромагнитной волны релятивистской интенсивности.

На рис.4 представлен расчет движения электрона в пересекающихся волнах в нерелятивистском случае $\gamma = 0,02$. На рис. 5 пред-

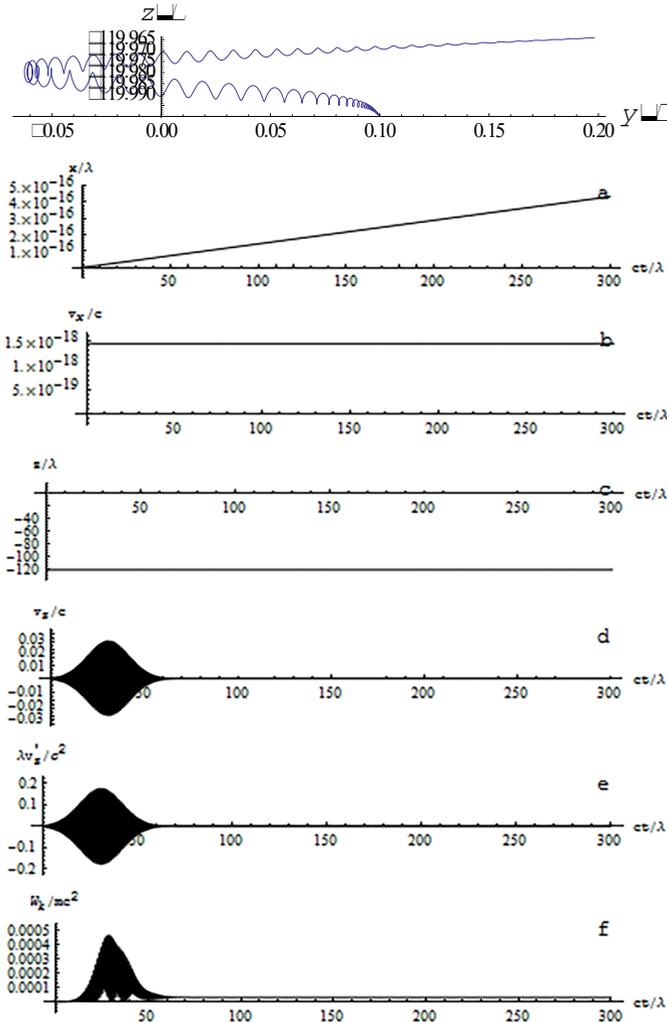


Рис. 4. Расчет движения электрона в пересекающихся волнах в нерелятивистском случае $\gamma = 0,02$ при $a = 0,1$, $ct/\lambda = 15,925$, $y_0/\lambda = 0,1$, $z_0/\lambda = -120$ (задержка обеих огибающих $-150 \lambda / c$); $W_k / mc^2 = 0,0000321$.

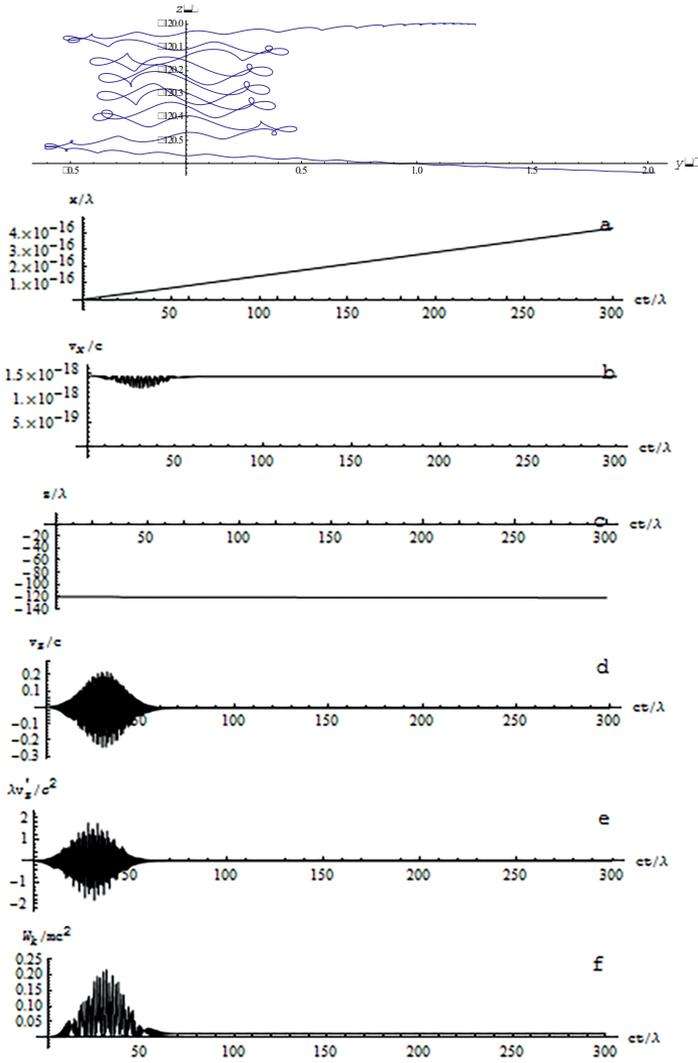


Рис. 5. Расчет $\gamma = 1$, $a = 0,1$, $ct/\lambda = 15,925$, $y_0/\lambda = 1,25209$, $z_0/\lambda = -120$; $W_k/mc^2 = 0,0112268$ — захват электрона.

ставлен расчет движения электрона в пересекающихся волнах в релятивистском случае $\gamma=1$. Импульс взят из работ [4, 5], с длительностью порядка 35 фс. Задержка обеих огибающих — $150 (\lambda / c)$ с.

На рис. 6. представлены различные физические эффекты в движении инжектируемых электронов: $\gamma = 0,5$, $\beta = W_k / mc^2 = 0,024$ — частичный захват; $\gamma = 0,5$, $\beta = 0,031$ — частичный захват; $\gamma = 1$, $\beta = 0,029$ — частичный захват с участком торможения; $\gamma = 2$; $\beta = 0,042$ — отражение от области пересечения волн.

Для пересекающихся плоских волн область постоянства знака продольной компоненты электрического поля есть прямоугольник:

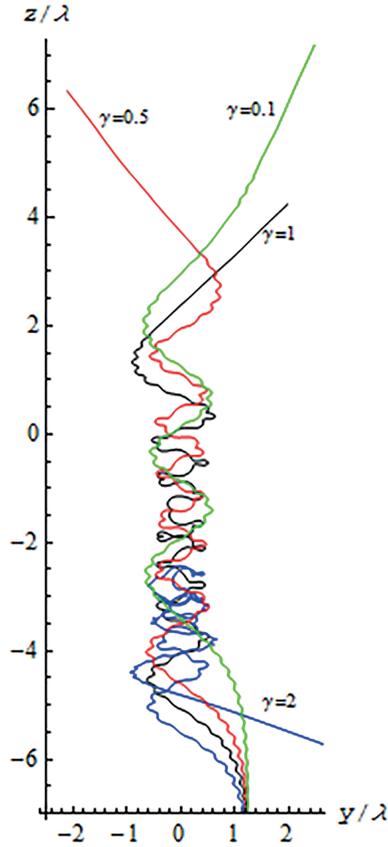


Рис. 6. Расчет движения релятивистских электронов, инжектируемых в область пересечения двух волн: $a = 0,1$, $ct/\lambda = 15,925$, $y_0/\lambda = 1,25209$, $z_0/\lambda = -30$; $v_{z0}/c = 0,2$; $\gamma = 0,1; 0,5; 1,2$.

$$E_z(\mathbf{r}, t) = -2E_0 \sin\alpha \sin(\omega t - kz \cos\alpha) \cos(ky \sin\alpha) < 0$$

или

$$\frac{\pi(4m-1)}{2k\sin\alpha} < y < \frac{\pi(4m+1)}{2k\sin\alpha}, \quad \frac{\omega t - \pi(2n+1)}{k\cos\alpha} < z < \frac{\omega t - \pi n}{k\cos\alpha}, \quad m, n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Прямоугольники плотно покрывают всю плоскость и перемещаются с фазовой скоростью вдоль z . Прямоугольники с отрицательным знаком компоненты напряженности являются ловушками для электронов, имеющих сопоставимую с фазовой скоростью. Учет огибающих приводит к деформации прямоугольников вдали от оси $y = 0$. Электрон с малой начальной скоростью «перекачивается» из одной ловушки в соседнюю и не ускоряется. Электрон с релятивистской начальной скоростью движется вместе с ловушка-

ми, подхватывается ими и заметно ускоряется. Хотя переход между ловушками приводит к значительной потере скорости.

Выводы. Расчеты обнаруживают физический эффект захвата электрона между пучностями интерференционной картины, создаваемой в зоне пересечения двух волн. После прохождения импульсов электрон вылетает с некоторой остаточной скоростью с преобладанием поперечного направления. Картина пересечения длинных импульсов распространяется со скоростью (фазовой), превышающей скорость света, вдоль оси Oz .

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Боровский А.В. Лазерная физика / А.В.Боровский, А.Л. Галкин. — Москва : Изд-во атомной техники, 1996. — 496 с.
2. Боровский А.В. Избранные задачи лазерной физики: Вакуумное ускорение электронов. Фокусировка параболическим зеркалом. Дифракция на клине / А.В. Боровский, А.Л.Галкин. — Saarbrücken : Palmarium Academic Publishing, 2016. — 267 с.
3. Релятивистское движение и излучение электрона в поле интенсивного лазерного импульса / А.Л. Галкин, В.В. Коробкин, М.Ю. Романовский, О.Б. Ширяев // Квантовая электроника. — 2007. — Т. 37, № 10. — С. 903–909.
4. Mora P. Theory and simulation of the interaction of ultraintense laser pulses with electrons in vacuum / P. Mora, B. Quesnel // Physical Review. — 1998. — Vol. 58, no. 3. — P. 3719–3732.
5. Borovskiy A.V. Two-dimensional angular energy spectrum of electrons accelerated by the ultra-short relativistic laser pulse / A.V. Borovskiy, A.L. Galkin, M.P. Kalashnikov // Physics of Plasmas. — 2015. — Vol. 22, iss. 4. — P. 1–7.
6. Concept of Generation of Extremely Compressed High-Energy Electron Bunches in Several Interfering Intense Laser Pulses with Tilted Amplitude Fronts / V.V. Korobkin, M.Yu. Romanovsky, V.A. Trofimov, O.B. Shiryayev // Laser and Particle Beams. — 2013. — Vol. 31, iss. 1. — P. 23-28.
7. Сжатие и ускорение электронных сгустков до больших энергий в интерференционном поле интенсивных лазерных импульсов с наклонными амплитудными фронтами: концепция и моделирование / В.В. Коробкин, М.Ю. Романовский, В.А. Трофимов, О.Б. Ширяев // Квантовая электроника. — 2013. — Vol. 43, no. 3. — С. 232–236.
8. Electrons in the Field of Interfering Laser Pulses with Tilted Fronts: Formation of Compressed Bunches and Their Application for the Generation of Coherent gamma — Rays / V.V. Korobkin, M.Yu. Romanovsky, O.B. Shiryayev, V.A. Trofimov // Contributions to Plasma Physics. — 2013. — Vol. 53, no. 10. — P. 752–757.
9. Galkin A.L. Radiation Losses of an Electron Accelerated in Schemes Interfering Intense Laser Pulses with Tilted Amplitude Fronts / A.L. Galkin, V.A. Trofimov // Contributions to Plasma Physics. — 2013. — Vol. 53, no. 10. — P. 744–751.
10. Генерация коротких гамма импульсов на электронных сгустках, формируемых в интерферирующих лазерных пучках с наклонными фронтами / В.В. Коробкин, М.Ю. Романовский, В.А. Трофимов, О.Б. Ширяев // Квантовая электроника. — 2014. — Т. 44, no. 5. — С. 498–502.
11. Romanovsky M.Yu. Transverse electron acceleration in the field of terahertz radiation. Terahertz synchrotron / M.Yu. Romanovsky // Quantum Electronics. — 2017. — Vol. 47, no. 3. — P. 212–215.

REFERENCES

1. Borovskii A.V., Galkin A.L. *Lazernaya fizika* [Selected problems of laser physics: Vacuum acceleration of electrons. Focusing with a parabolic mirror. Wedge diffraction]. Moscow, Atomnaya tekhnika Publ., 1996. 496 p.
2. Borovskii A.V., Galkin A.L. Izbrannye zadachi lazernoi fiziki: Vakuumnoe uskorenie elektronov. Fokussirovka parabolicheskim zerkalom. Difraktsiya na kline [Selected problems of laser physics: Vacuum acceleration of electrons. Focusing with a parabolic mirror. Wedge diffraction]. Saarbrücken, Palmarium Academic Publishing, 2016. 267 p.
3. Galkin A.L., Korobkin V.V., Romanovsky M.Yu., Shiryayev O.B. Relativistic Motion and Radiation of an Electron in the Field of an Intense Laser Pulse. *Kvantovaya elektronika = Quantum Electronics*, 2007, vol. 37, no. 10, pp. 903–909. (In Russian).
4. Mora P., Quesnel B. Theory and Simulation of the Interaction of Ultra Intense Laser Pulses with Electrons in Vacuum. *Physical Review*, 1998, vol. 58, no. 3, pp. 3719–3732.
5. Borovskiy A.V., Galkin A.L., Kalashnikov M.P. Two-Dimensional Angular Energy Spectrum of Electrons Accelerated by the Ultra-Short Relativistic Laser Pulse. *Physics of Plasmas*, 2015, vol. 22, iss. 4, pp. 1–7.
6. Korobkin V.V., Romanovsky M.Yu., Trofimov V.A., Shiryayev O.B. Concept of Generation of Extremely Compressed High-Energy Electron Bunches in Several Interfering Intense Laser Pulses with Tilted Amplitude Fronts. *Laser and Particle Beams*, 2013, vol. 31, iss. 1, pp. 23–28.
7. Korobkin V.V., Romanovskiy M.Y., Trofimov V.A., Shiryayev O.B. Compression and Acceleration of Electron Bunches to High Energies in the Interference Field of Intense Laser Pulses with Tilted Amplitude Fronts: Concept and Modelling. *Quantum Electronics*, 2013, vol. 43, no. 3, pp. 232–236.
8. Korobkin V.V., Romanovsky M.Yu., Shiryayev O.B., Trofimov V.A. Electrons in the Field of Interfering Laser Pulses with Tilted Fronts: Formation of Compressed Bunches and Their Application for the Generation of Coherent gamma — Rays. *Contributions to Plasma Physics*, 2013, vol. 53, no. 10, pp. 752–757.
9. Galkin A.L., Trofimov V.A. Radiation Losses of an Electron Accelerated in Schemes Interfering Intense Laser Pulses with Tilted Amplitude Fronts. *Contributions to Plasma Physics*, 2013, vol. 53, no. 10, pp. 744–751.
10. Korobkin V.V., Romanovsky M.Yu., Trofimov V.A., Shiryayev O.B. Generation of Short Gamma-Ray Pulses on Electron Bunches Formed in Intense Interfering Laser Beams with Tilted Fronts. *Quantum Electronics*, 2014, vol. 44, no. 5, pp. 498–502. (In Russian).
11. Romanovsky M.Yu. Transverse Electron Acceleration in the Field of Terahertz Radiation. Terahertz Synchrotron. *Quantum Electronics*, 2017, vol. 47, no. 3, pp. 212–215.

ИНФОРМАЦИЯ ОБ АВТОРАХ

Боровский Андрей Викторович — доктор физико-математических наук, профессор, кафедры математических методов и цифровых технологий, Байкальский государственный университет, Российская Федерация, г. Иркутск, e-mail: andrei-borovskii@mail.ru.

Галкин Андрей Леонидович — доктор физико-математических наук, Институт общей физики РАН им. А.М. Прохорова, Российская Федерация, г. Москва, e-mail: galkin@kapella.gpi.ru.

INFORMATION ABOUT THE AUTHORS

Andrei V. Borovsky — Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor, Department of Mathematical Methods and Digital Technologies, Baikal State University, Irkutsk, Russian Federation, e-mail: andrei-borovskii@mail.ru.

Andrei L. Galkin — Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor Professor, General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences named aafter A.M. Prokhorov, Moscow, Russian Federation, e-mail: galkin@kapella.gpi.ru.

ДЛЯ ЦИТИРОВАНИЯ

Боровский А.В. Численное моделирование захвата электронов в области пересечения лазерных волн / А.В. Боровский, А.Л. Галкин // *System Analysis & Mathematical Modeling*. — 2020. — Т. 2, № 3. — С. 34–46.

FOR CITATION

Borovsky A.V., Galkin A.L. Numerical Simulation of Electron Capture in the Area of Laser Waves Intersection. *System Analysis & Mathematical Modeling*, 2020, vol. 2, no. 3, pp. 34–46. (In Russian).