

# Прямое лазерное вакуумное ускорение заряженной частицы в пересекающихся лазерных пучках с плоскими волновыми фронтами\*

Х. Лин, С.П. Лю, С. Вонг, Б.Ф. Шен

*В рамках строгой теории показано, что в поле двух пересекающихся в вакууме лазерных пучков с фазовым сдвигом  $\pi/2$  наблюдается необычная динамика электрона. В отличие от однопучкового случая, в котором составляющая скорости вдоль магнитной компоненты лазерного поля всегда равна нулю, в случае пересекающихся пучков движение электрона становится полностью трехмерным и, следовательно, может быть достигнуто большее максимальное значение релятивистского фактора электрона  $\Gamma$ , т. е. ускорение электрона до больших энергий.*

**Ключевые слова:** лазерное ускорение заряженной частицы, лазерные пучки с плоскими волновыми фронтами.

## 1. Введение

Прямое вакуумное ускорение заряженной частицы лазерным полем привлекло активное внимание десятки лет назад. Несмотря на то что экспериментальные [1–5] и теоретические [6–23] исследования дали общую картину этого процесса, имеются большие сомнения в корректности полученных результатов [24, 25]. Критика в основном базируется на некоторых теоретических посылах разработанных ранее теорий. Например, авторов [24] интересует вопрос, какой должна быть форма пучка излучения задающего лазера. Более того, некоторые авторы фокусируют свое внимание на случае неоднородного по сечению пучка лазерного излучения и подчеркивают роль осевого лазерного электрического поля (которое появляется в вакууме как следствие условия  $\nabla E = 0$ ) при ускорении [7, 14]. Тем не менее на настоящий момент не ясно, как аксиальная составляющая векторного потенциала лазерного излучения возникает в вакууме: если на входе в вакуум распространяющееся в среде лазерное излучение не имеет аксиальной составляющей, то порождаемое им лазерное излучение в вакууме также не должно ее иметь [26].

Сначала мы не обсуждаем аксиальное лазерное электрическое поле в вакууме. Первый вопрос, на который нужно ответить: может ли лазерное излучение, имеющее однородное по поперечному сечению распределение поля, ускорить электроны или нет? Отметим, что такое лазерное излучение в вакууме не может иметь аксиального электрического поля. В расчетах [12] было обнаружено, что электрон в лазерном пучке имеет осциллирующую аксиальную скорость. Возможно, авторы были сконцентрированы на рассмотрении структурированного (или

сфокусированного) лазерного пучка, и поэтому результаты более глубокого исследования лазерного пучка, имеющего однородное по поперечному сечению распределение интенсивности, не были включены в [7–15, 18].

В настоящее время основное внимание исследователей привлекает ускорение в лазерной плазме за счет создания высоковольтной электростатической структуры внутри плазмы высокоинтенсивным лазерным пучком [27]. Эта структура действует как обычный ускоритель электронов, но работает при больших градиентах ускоряющего поля. При этом амплитуда такой высоковольтной электростатической структуры пропорциональна интенсивности лазерного излучения, что приводит к необходимости повышения интенсивности [28].

Недавние исследования показали, что лазерный пучок, не имеющий поперечной модуляции интенсивности, может вызывать осцилляции аксиальной скорости электрона с амплитудой, не зависящей от интенсивности лазерного излучения [29]. Это подтверждает осуществимость вакуумного ускорения таким лазерным пучком. Согласно работе [29], аксиальная скорость электрона периодически осциллирует на частоте, сравнимой с частотой лазерного излучения, и математически описывается первым интегралом движения. Это побуждает нас рассмотреть, что произойдет, если мы применим более сложную конфигурацию пучков излучения. В работе [14] была рассмотрена конфигурация из двух пересекающихся пучков и обнаружено, что ускорение в этой конфигурации зависит от аксиальной компоненты каждого из лазерных пучков. Мы исследуем конфигурацию из двух плоских пересекающихся пучков в отсутствие аксиального электрического поля. Некоторые авторы уже отмечали существенное влияние конфигурации интерферирующих полей на ускорение электронов [30, 31].

Обычно поперечная скорость электронов  $v_{\perp}$  принимается равной  $eA/m_e c$  ( $A$  – векторный потенциал поля лазерного излучения) [12]. Однако, если изначально скорость  $v$  равна нулю,  $A$  также равен нулю. Следовательно,  $A$  зависит от времени как функция  $\sin$ , а лазерное электрическое поле  $E$  – как  $\cos$ , и изначально оно не равно нулю. Поскольку плотность энергии лазерного излучения пропорциональна  $E^2$ , граничное условие  $E|_{t=0} = 0$

\* Перевод с англ. В.В.Шувалова.

H.Lin, C.P.Liu, C.Wang, B.F.Shen. State Key Laboratory of High Field Laser Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, P.O. Box 800-211, Shanghai 201800, China; e-mail: linhai@siom.ac.cn

Поступила в редакцию 17 апреля 2014 г., после доработки – 12 октября 2014 г.

является более реалистичным для описания лазерного поля, и поэтому  $E$  должно зависеть от времени как  $\sin$ , а  $A$  – как  $\cos$ . Это означает, что  $v_{\perp} = eA/m_e - eA|_{t=0}/m_e$ . В этом случае  $v_{\perp}$  периодически меняет свое направление и, следовательно, электрон привязан к оси лазерного пучка, в отличие от  $v_{\perp} = eA/m_e$ , когда  $v_{\perp}$  периодически меняет свое значение, и электрон может покинуть ось лазерного пучка. Если лазерный пучок имеет конечный поперечный размер, электрон может в итоге вовсе уйти из лазерного пучка.

Такой боковой «побег» имеет практическое применение. Так, некоторые авторы предложили механизм вакуумного ускорения, основанный на использовании лазерного импульса из нецелого числа периодов [32–35], который придает электронам продольное ускорение, но такой импульс получить сложно. Однако даже в случае лазерного импульса из целого числа периодов, из которого могут «сбежать» электроны, возникает продольная сила, ощущаемая убегающими электронами, и длительность ее воздействия на такие электроны может быть равной нецелому числу периодов.

Таким образом, авторы [29] пришли к выводу, что лазерный пучок конечного поперечного размера может смещать и ускорять свободные электроны. Однако такое ускорение ограничено, поскольку скорость электронов периодически осциллирует в определенном ограниченном диапазоне. Далее мы изучаем вопрос, может ли использование нескольких лазерных пучков обеспечить лучшее ускорение заряженных частиц в вакууме или нет.

## 2. Теория

Запишем компоненты электрического и магнитного полей в трех направлениях:

$$\begin{array}{ccc} e_x & e_y & e_z \\ E_0 \sin(kz - \omega t) & E_0 \cos(kx - \omega t) & 0, \\ 0 & B_0 \sin(kz - \omega t) & B_0 \cos(kx - \omega t). \end{array}$$

В такой конфигурации два лазерных пучка излучения с фазовой задержкой  $\pi/2$  направлены вдоль осей  $z$  и  $x$  соответственно. В [6, 18, 36, 37] получено строгое описание динамики одиночной заряженной частицы в монохроматическом лазерном пучке. Особенностью однопучкового случая является то, что движение заряда вдоль лазерного магнитного поля запрещено. Очевидно, что движение в случае пересекающихся пучков становится полностью трехмерным (3D).

Начнем с релятивистских уравнений Ньютона:

$$F_x = E_0 \sin(kz - \omega t) + \left[ -\frac{dz}{dt} B_0 \sin(kz - \omega t) + \frac{dy}{dt} B_0 \cos(kx - \omega t) \right] = \Gamma \frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{dx}{dt} \frac{d\Gamma}{dt}, \quad (1)$$

$$F_y = E_0 \cos(kx - \omega t) + \left[ 0 - \frac{dx}{dt} B_0 \cos(kx - \omega t) \right] = \Gamma \frac{d^2 y}{dt^2} + \frac{dy}{dt} \frac{d\Gamma}{dt}, \quad (2)$$

$$F_z = 0 + \left[ \frac{dx}{dt} B_0 \sin(kz - \omega t) - 0 \right] = \Gamma \frac{d^2 z}{dt^2} + \frac{dz}{dt} \frac{d\Gamma}{dt}. \quad (3)$$

Здесь  $F$  – сила Лоренца; множитель  $e/m_e$  включен в  $E_0$  и  $B_0$ ;  $\Gamma$  – релятивистский фактор электрона. Поскольку для света в вакууме  $E_0 = cB_0$ , мы можем переписать уравнения (1)–(3) как

$$\frac{d}{ds} \left[ \Gamma \left( \frac{d\varphi}{ds} + 1 \right) \right] = \frac{1}{c} \frac{dy}{dt} \frac{\omega_B}{\omega} \cos \varphi - \frac{\omega_B}{\omega} \sin \theta \frac{d\theta}{ds}, \quad (4)$$

$$\frac{d}{dt} \left( \Gamma \frac{1}{c} \frac{dy}{dt} \right) = -\frac{\omega_B}{\omega} \frac{d \sin \varphi}{dt}, \quad (5)$$

$$\frac{d}{ds} \left[ \Gamma \left( \frac{d\theta}{ds} + 1 \right) \right] = \left( \frac{d\varphi}{ds} + 1 \right) \frac{\omega_B}{\omega} \sin \theta, \quad (6)$$

где  $\theta = kz - \omega t$ ;  $\varphi = kx - \omega t$ ;  $kc = \omega$ ;  $s = \omega t$ ;  $(dz/dt)c^{-1} = d\theta/ds + 1$ ;  $(dx/dt)c^{-1} = d\varphi/ds + 1$ ;  $\omega_B = B_0$ . Из уравнения (5) следует, что

$$\frac{1}{c} \frac{dy}{dt} = -\frac{\omega_B}{\omega} \frac{\sin \varphi}{\Gamma}, \quad (7)$$

что приводит к новому выражению для  $\Gamma$ :

$$\Gamma^2 = \frac{1 + (\omega_B/\omega)^2 \sin^2 \varphi}{1 - (d\theta/ds + 1)^2 - (d\varphi/ds + 1)^2}. \quad (8)$$

Таким образом, уравнения (1)–(3) редуцируются в связанные нелинейные дифференциальные уравнения 2-го порядка относительно  $\theta$  и  $\varphi$ :

$$\frac{d}{ds} \left[ \Gamma \left( \frac{d\varphi}{ds} + 1 \right) \right] = -\left( \frac{\omega_B}{\omega} \right)^2 \sin \varphi \cos \varphi - \frac{\omega_B}{\omega} \sin \theta \frac{d\theta}{ds}, \quad (9)$$

$$\frac{d}{ds} \left[ \Gamma \left( \frac{d\theta}{ds} + 1 \right) \right] = \left( \frac{d\varphi}{ds} + 1 \right) \frac{\omega_B}{\omega} \sin \theta. \quad (10)$$

Отметим, что уравнения (9), (10) относятся к следующему общему виду дифференциальных уравнений:

$$C_1 \frac{d^2 \varphi}{ds^2} + C_2 \frac{d^2 \theta}{ds^2} = D_{12}, \quad (11)$$

$$C_3 \frac{d^2 \varphi}{ds^2} + C_4 \frac{d^2 \theta}{ds^2} = D_{34}. \quad (12)$$

Здесь в нашем случае  $C_{1,2,3,4}$  и  $D_{12,34}$  являются функциями ( $\theta, \varphi, d\theta/ds, d\varphi/ds$ ):

$$\begin{aligned} C_1 &= \left[ \frac{1 + (\omega_B/\omega)^2 \sin^2 \varphi}{1 - (d\theta/ds + 1)^2 - (d\varphi/ds + 1)^2} \right]^{1/2} \\ &\quad \times \left[ \frac{1 - (d\theta/ds + 1)^2}{1 - (d\theta/ds + 1)^2 - (d\varphi/ds + 1)^2} \right], \\ C_2 &= \left[ \frac{1 + (\omega_B/\omega)^2 \sin^2 \varphi}{1 - (d\theta/ds + 1)^2 - (d\varphi/ds + 1)^2} \right]^{1/2} \\ &\quad \times \left[ \frac{(d\theta/ds + 1)(d\varphi/ds + 1)}{1 - (d\theta/ds + 1)^2 - (d\varphi/ds + 1)^2} \right], \\ C_3 &= \left[ \frac{1 + (\omega_B/\omega)^2 \sin^2 \varphi}{1 - (d\theta/ds + 1)^2 - (d\varphi/ds + 1)^2} \right]^{1/2} \\ &\quad \times \left[ \frac{(d\theta/ds + 1)(d\varphi/ds + 1)}{1 - (d\theta/ds + 1)^2 - (d\varphi/ds + 1)^2} \right], \end{aligned} \quad (13)$$

$$C_4 = \left[ \frac{1 + (\omega_B/\omega)^2 \sin^2 \varphi}{1 - (d\theta/ds + 1)^2 - (d\varphi/ds + 1)^2} \right]^{1/2} \times \left[ \frac{1 - (d\varphi/ds + 1)^2}{1 - (d\theta/ds + 1)^2 - (d\varphi/ds + 1)^2} \right],$$

$$D_{12} = -\left(\frac{\omega_B}{\omega}\right)^2 \sin \varphi \cos \varphi - \frac{\omega_B}{\omega} \sin \theta \frac{d\theta}{ds} - \frac{1}{2} \left[ \frac{1 - (d\theta/ds + 1)^2 - (d\varphi/ds + 1)^2}{1 + (\omega_B/\omega)^2 \sin^2 \varphi} \right]^{1/2} \times \frac{(\omega_B/\omega)^2 \sin(2\varphi)(d\varphi/ds)}{1 - (d\theta/ds + 1)^2 - (d\varphi/ds + 1)^2} \frac{d\varphi}{ds},$$

$$D_{34} = \left(\frac{d\varphi}{ds} + 1\right) \frac{\omega_B}{\omega} \sin \theta - \frac{1}{2} \left[ \frac{1 - (d\theta/ds + 1)^2 - (d\varphi/ds + 1)^2}{1 + (\omega_B/\omega)^2 \sin^2 \varphi} \right]^{1/2} \times \frac{(\omega_B/\omega)^2 \sin(2\varphi)(d\varphi/ds)}{1 - (d\theta/ds + 1)^2 - (d\varphi/ds + 1)^2} \frac{d\theta}{ds}.$$

Математически, поскольку  $\Gamma$  определяется уравнениями (9), (10) (или двумя переменными  $\theta$  и  $\varphi$ ), имеются два варианта эволюции  $\Gamma$ . При непрерывном росте  $\Gamma$  ( $d\Gamma/dt = \sum E_{x,y,z}(dx,y,z/dt)$ ) его максимальное увеличение может быть оценено как  $\Delta\Gamma = \int E(r(t), t)v(t) dt \leq \int |E(r(t), t)||v(t)| dt < \int |E(r(t), t)|cdt \leq \int |E|_{\max} c dt = |E|_{\max} ct = \omega A_{\max} ct$ . Из этой оценки следует, что для получения больших значений  $\Gamma$  необходима большая пиковая интенсивность лазерного излучения.

При определенных комбинациях параметров  $\theta, \varphi, d\theta/ds, d\varphi/ds$ , определяемых условием

$$0 = 1 - \left(\frac{d\theta}{ds} + 1\right)^2 - \left(\frac{d\varphi}{ds} + 1\right)^2, \quad (14)$$

возможно выполнение условия  $C_1 C_4 - C_2 C_3 = 0$  и, следовательно,  $|d^2\varphi/ds^2| = |d^2\theta/ds^2| = \infty$ , если только не выполнено также условие  $D_{12} = 0 = D_{34}$ . Существование таких специальных комбинаций параметров предполагает сингулярный (прерывный) рост  $\Gamma$ , при котором происходит его резкий скачок до значений, существенно превышающих максимальные при непрерывном росте этого параметра.

За исключением специальных точек во внимание должен приниматься только непрерывный вариант эволюции. Полная оценка величины по  $\Gamma$  должна учитывать оба эти способа. Действительно, если  $C_1 C_4 - C_2 C_3 = 0$ , то  $\lim_{E \rightarrow 0} (d\Gamma/dt) \rightarrow 0$ , тогда как в противоположном случае  $\lim_{E \rightarrow 0} (d\Gamma/dt) \rightarrow 0$ . Однако в соответствии с уравнением (14) прерывный вариант эволюции имеет место только при  $\Gamma = \infty$ .

Следует также отметить, что электрическое поле отсутствует вдоль оси  $z$  ( $E_z = 0$ ). Таким образом, формула  $d\Gamma/dt = \sum E_{x,y}(dx,y/dt)$  отражает временные вариации  $\Gamma$  лишь в тех случаях, когда  $d^2z/dt^2 = 0$  (т.е.  $dz/dt$  не зависит от времени), и  $d\Gamma/dt|dz/dt = \text{const} = \sum E_{x,y}(dx,y/dt)$ . Если  $dz/dt = \text{const}$ , уравнение (3) может быть сведено к уравнению  $d(\Gamma dz/dt)/dt = (dx/dt)B_0 \sin(kz - \omega t)$ , которое не дает вклада в  $d\Gamma/dt$ .

Величина  $d\Gamma/ds$  состоит из трех частей: одна часть пропорциональна  $d^2\varphi/ds^2$ , вторая –  $d^2\theta/ds^2$ , а третья обу-

словлена  $d[1 + (\omega_B/\omega)^2 \sin^2 \varphi]/ds$  и не зависит ни от  $d^2\varphi/ds^2$ , ни от  $d^2\theta/ds^2$ . Независящая от  $d^2\theta/ds^2$  часть может быть описана формулой  $d\Gamma/dt|d^2\theta/ds^2 = 0 = \sum E_{x,y}(dx,y/dt)$ . Очевидно, что этого недостаточно для вычисления  $\Gamma$  только по формуле  $d\Gamma/dt = \sum E_{x,y}(dx,y/dt)$ . Для расчета эволюции  $\Gamma$  мы должны рассчитать  $d^2\theta/ds^2$  и  $d^2\varphi/ds^2$  по формулам (11), (12), а затем рассчитать  $\Gamma$  на следующем шаге по времени. Наличие условия  $d^2\theta/ds^2 \neq 0$  является причиной зависимости  $\Gamma(t)$ , отличающейся от  $\Gamma(t) = \Gamma(t=0) + \int_0^t [\sum E_{x,y}(dx,y/dt)] dt = 0$ .

### 3. Численные результаты и их обсуждение

Для одного и того же набора параметров ( $d\theta/ds, d\varphi/ds$ ) в соответствии с уравнением (8) в 3D случае  $\Gamma$  больше, чем в 2D случае ( $\Gamma_{2D} = \sqrt{1 + (\omega_B/\omega)^2 \sin^2 \varphi}^{-1}$ ). Это означает, что при той же напряженности поля задающего лазера в 3D случае может быть достигнуто более высокое максимальное значение  $\Gamma$ . Отметим, что если каждый пучок имеет пиковую напряженность поля  $(\sqrt{2}/2)eA_{\max} \times (m_e c^2)^{-1}$ , то энергия, содержащаяся в двух пучках, равна энергии, содержащейся в одном пучке с пиковой напряженностью  $eA_{\max}(m_e c^2)^{-1}$ . Таким образом, как показано на рис.1, энергия, содержащаяся в двух пучках при  $\omega_B/\omega = 1.5$ , равна энергии, содержащейся в одном пучке при  $\omega_B/\omega = 1.5\sqrt{2} = 2.2$ . Очевидно, что в соответствии с обычной оценкой максимальное значение  $\Gamma$  при  $\omega_B/\omega = 2.2$  есть  $\Gamma_{\max} = \sqrt{1 + 2.2^2} = 2.37$ , а в двух пучках при  $\omega_B/\omega = 1.5$  оно может достигать 10. При  $\omega_B/\omega = 2.5$  величина  $\Gamma_{\max}$  в двух пучках достигает 70, а в одном пучке при  $\omega_B/\omega = 2.5\sqrt{2} = 3.6$  фактор  $\Gamma_{\max} = 4$ .

Поскольку коротковолновый источник излучения (рентгеновского или гамма) имеет важное прикладное значение, рассмотрим, может ли предложенная конфигурация пучков создавать эффективный источник коротковолнового дипольного излучения. Данные, приведенные на рис.1,а, показывают, что эта конфигурация не является идеальным коротковолновым источником света из-за преобладания гармоник низкого порядка.

Как указывалось ранее, в однопучковом случае выполнено условие  $v_{\perp} = eA/m_e - eA|_{t=0}/m_e$ , или  $p_{\perp} = eA - eA|_{t=0}$ . Это соотношение, или его приближенный аналог  $p_{\perp} = eA$ , позволяет точно рассчитать  $\Gamma$ . Однако в случае нескольких пучков, распространяющихся в разных направлениях, это соотношение нарушается. Действительно, наличие члена  $(dy/dt)B_0 \cos(kx - \omega t)$  в (1) приводит к тому, что  $d^2x/dt^2 = dA_x/dt = E_0 \sin(kz - \omega t) + [-(dz/dt)B_0 \sin(kz - \omega t)]$ . Это означает, что условие  $v_{\perp} = eA/m_e - eA|_{t=0}/m_e$  или  $v_{\perp} = eA/m_e$  не выполняется. Тем не менее известное соотношение  $\Gamma = \sqrt{1 + (e/m_e c)^2 A^2}$ , справедливое для однопучкового случая, указывает на то, что большие значения  $\Gamma$  можно получить путем увеличения  $A^2$ .

Действительно, в однопучковом случае поле описывается следующими компонентами:

	$e_x$	$e_y$	$e_z$
$E_0 \sin(kz - \omega t)$		0	0,
0	$B_0 \sin(kz - \omega t)$	0.	

В этом случае справедливы соотношения  $(dy/dt)c^{-1} = 0$  и  $(dy/dt)c^{-1} = 1 - \Gamma^{-1}$ , которые дают  $[(dx/dt)c^{-1}]^2 = 2[1 - (dz/dt)c^{-1}](dz/dt)c^{-1}$ . Таким образом, в однопучковом случае динамика является полностью одномерной (т.е. определяется только одной переменной  $\theta$ ) и описывается урав-

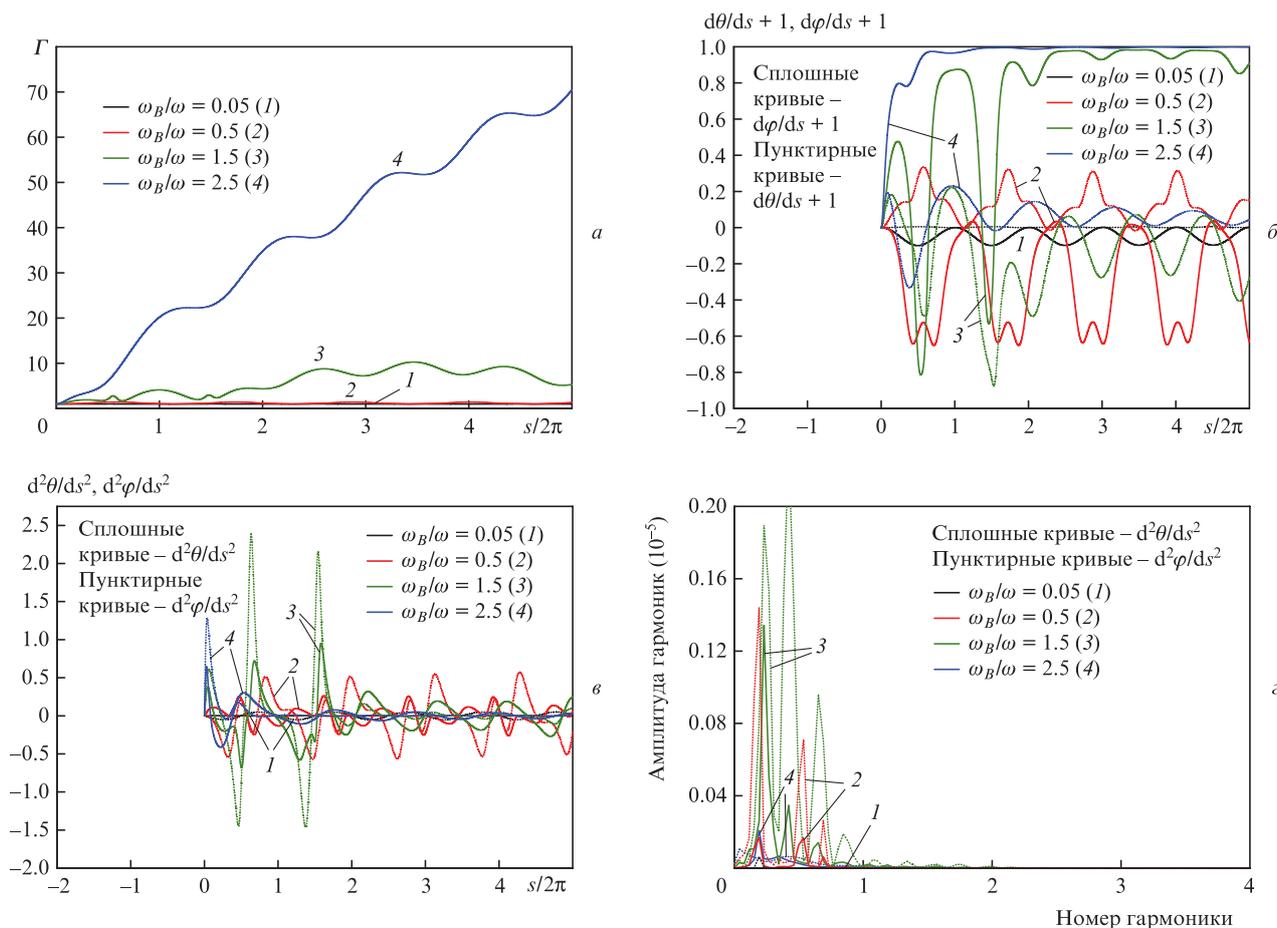


Рис.1. Эволюция  $\Gamma$  (а), скорости (б) и темпа ускорения (в), а также его фурье-спектр (г).

нием  $(dz/dt)c^{-1} = d\theta/ds + 1$ . Кроме того, классическая орбита открыта в обоих поляризационных направлениях, а распространение излучения возможно только в одном (поскольку должно поддерживаться неравенство  $(dz/dt)c^{-1} \geq 0$ , обеспечивающее выполнение условия  $2[1 - (dz/dt)c^{-1}] \times (dz/dt)c^{-1} \geq 0$  [36,37]). В однопучковом случае имеется только одно нелинейное дифференциальное уравнение 2-го порядка для  $\theta$ :  $C_4 d^2\theta/ds^2 = D_4$  (где детальные выражения для  $C_4$  и  $D_4$  могут отличаться от выражений в уравнении (13), что не влияет на обоснованность последующего вывода), но равенство  $C_4 = 0$  имеет место только тогда, когда  $1 = d\theta/ds + 1 = (dz/dt)c^{-1}$ . Это вызывает прерывный рост  $\Gamma$ , изначально отсутствующий в однопучковом случае.

#### 4. Заключение

Строгая теория и численные результаты показывают, что полное 3D движение классического заряда может быть достигнуто в случае двух плоских пересекающихся лазерных пучков, имеющих фазовую задержку  $\pi/2$ . В отличие от однопучкового случая, в котором движение происходит в плоскости, максимальное значение  $\Gamma$  полностью 3D движения может быть больше при той же напряженности поля лазерного излучения. Кроме того, в случае пересекающихся пучков с фазовой задержкой  $\pi/2$  большие временные осцилляции ускорения заряда приводят к генерации гармоник высокого порядка, что может быть использовано для создания источника высокочастотного излучения.

Работа поддержана грантами NSFC №11374318 и 11335013.

- Moore C.I., Knauer J.P., Meyerhofer D.D. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 2439 (1995).
- Malka G., Lefebvre E., Miquel J.L. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 3314 (1997).
- Kawata S., Maruyama T., Watanabe H., Takahashi I. *Phys. Rev. Lett.*, **66**, 2072 (1991).
- Hussein M.S., Pato M.P. *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 1136 (1992).
- Hussein M.S., Pato M.P., Kerman A.K. *Phys. Rev. A*, **46**, 3562 (1992).
- Ландау Л., Лифшиц Е. *Теория поля* (М.: ОГИЗ, 1948).
- Lax M., Louisell W., McKnight W. *Phys. Rev. A*, **11**, 1365 (1975).
- Steinhauer L.C., Kimura W.D. *J. Appl. Phys.*, **72**, 3237 (1992).
- Hauser T., Scheid W., Hora H., in *Laser Interaction and Related Plasma Phenomena*. Ed. by G.H.Miley (New York: AIP, 1994, p. 20).
- Haaland C.M. *Opt. Commun.*, **114**, 280 (1995).
- Sprangle P., Esarey E., Krall J., Ting A. *Opt. Commun.* (in press).
- Hartemann F.V. et al. *Phys. Rev. E*, **51**, 4833 (1995); *ibid.* **58**, 5001 (1998).
- Troha A.L. et al. *Phys. Rev. E*, **60**, 926 (1999).
- Esarey E., Sprangle P., Krall J. *Phys. Rev. E*, **52**, 5443 (1995).
- Esarey E., Sprangle P., Pillot F.M., Krall J. *J. Opt. Soc. Am. B*, **12**, 1695 (1995).
- Brown L.S., Kibble T.W.B. *Phys. Rev.*, **133**, A705 (1964).
- Sarachik E.S., Schappert G.T. *Phys. Rev. D*, **1**, 2738 (1970).
- Bochov E.J., Moore G.T., Scully M.O. *Phys. Rev. A*, **46**, 6640 (1992); Scully M.O., Zubairy M.S. *ibid.* **44**, 2656 (1991).
- Corkum P.B., Burnett N.H., Brunel F. *Phys. Rev. Lett.*, **62**, 1259 (1989).
- Андреев С.Н., Макаров В.П., Рухадзе А.А. *Квантовая электроника*, **39**, 68 (2009).
- Mori W.B., Katsouleas T. *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 3495 (1992).
- Коробкин В.В., Романовский М.Ю., Трофимов В.А., Ширяев О.Б. *Квантовая электроника*, **43**, 232 (2013).
- Wang J.X., Scheid W., Hoells M., Ho Y.K. *Phys. Rev. E*, **65**, 028501 (2002).

24. McDonald K.T. *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 1350 (1998).
25. Mora P., Quesnel B. *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 1351 (1998).
26. Lin H., Wang C., Liu C.P. *Opt. Commun.*, **292**, 101 (2013).
27. Esarey E., Sprangle P., Krall J., Ting A. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **24**, 252 (1996); Esarey E., Schroeder C.B., Leemans W.P. *Rev. Mod. Phys.*, **81**, 1229 (2009).
28. Perry M.D., Mourou G. *Science*, **264**, 917 (1994); Mourou G., Barty C.P.J., Perry M.D. *Phys. Today*, **51**, 22 (1998).
29. Lin H., Liu C.P., Du S.T., Wang C. *Appl. Phys. Res.*, **5** (3), 123 (2013).
30. Rau B., Tajima T., Hojo H. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 3310 (1997).
31. Sessler A.M. *Phys. Today*, **1**, 26 (1988).
32. Ho Y.K., Feng L. *Phys. Lett. A*, **184**, 440 (1994).
33. Ho Y.K., Wang J.X., Feng L., Scheid W., Hora H. *Phys. Lett. A*, **220**, 189 (1996).
34. Scheid W., Hora H. *Laser Part. Beams*, **7**, 315 (1989).
35. Goreslavsky S.P., Fedorov M.V., Kilpio A.A. *Laser Phys.*, **5**, 1020 (1995).
36. Galkin A.L., Korobkin V.V., Romanovskiy M.Yu., Trofimov V.A., Shiryayev O.B. *Phys. Plasmas*, **19**, 073102 (2012).
37. Korobkin V.V., Romanovskiy M.Yu., Trofimov V.A., Shiryayev O.B. *Laser Part. Beams*, **31**, 23 (2013).