

ДИНАМИКА ЭЛЕКТРОНА В ЛАЗЕРНЫХ ПОЛЯХ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ С УЧЕТОМ ТОРМОЖЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЕМ

*А. Л. Галкин**

*Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 15 февраля 2012 г.

Анализируется динамика электронов в лазерном поле релятивистской интенсивности с учетом торможения излучением. Рассмотрение проводится на основе численного решения уравнения Ньютона с силой Лоренца и силой торможения. Обосновано применение итерационной процедуры построения решения как способа преодоления противоречий в теоретических моделях торможения излучением. Показано, что электрон, движущийся навстречу лазерному импульсу с большой начальной скоростью, вследствие торможения излучением теряет заметную часть своей кинетической энергии. Генерируемый электроном импульс электромагнитного излучения уширяется вследствие торможения излучением. Полученные результаты могут быть использованы для экспериментальной проверки эффекта торможения излучением.

1. ВВЕДЕНИЕ

Генерация очень коротких лазерных импульсов является в последние годы одним из главных направлений исследований в области лазерной физики. При фокусировке таких импульсов достигаются интенсивности 10^{22} Вт/см². Изучение взаимодействия таких полей с веществом представляет большой интерес для современной физики. Электрон, осциллирующий в сильном лазерном поле, генерирует очень короткие электромагнитные импульсы со спектром излучения вплоть до жесткого рентгеновского и γ -диапазонов (например, [1, 2]). В этой связи возникает вопрос о влиянии торможения излучением на движение электрона в поле лазерного импульса.

Теоретические модели на основе релятивистской и нерелятивистской сил торможения излучением известны достаточно давно (например, методические заметки [3]), но их использование (при решении уравнения Ньютона с силой Лоренца и силой торможения излучением) приводит к ряду противоречий. Главным противоречием является неконсервативность решений, обусловленная как прямым нарушением баланса энергии, так и экспоненциальным ростом со временем решения (численного или ана-

литического). Противоречия также связаны с постановкой начального условия для ускорения, которое выглядит как правило отбора физического решения из класса возможных математических [3].

В работе [4] на основе традиционной теоретической модели путем использования процедуры перенормировки получена новая модель учета торможения излучением, свободная от противоречий предыдущих моделей. Сила торможения в этой модели приводит к добавочной скорости и, следовательно, току. Однако эта модель обладает собственным противоречием в виде нарушения коллинеарности векторов скорости и импульса.

Приближенный учет торможения излучением для электрона, движущегося с большой кинетической энергией навстречу лазерному импульсу, приведен в работе [5].

Целями данной работы являются выяснение причин противоречивости моделей торможения излучением, обоснование применения итерационной процедуры как способа устранения противоречий, учет влияния эффекта торможения на движение электрона в интенсивном лазерном поле и на его излучение вследствие этого ускоренного движения.

*E-mail: galkin@kapella.gpi.ru

2. УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ

Для рассмотрения динамики электрона в интенсивном электромагнитном поле используются уравнения движения с высокочастотной силой Лоренца \mathbf{f}_L и силой торможения \mathbf{f}_R :

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \mathbf{f}_L + \mathbf{f}_R, \quad \mathbf{f}_L = -e\mathbf{E} - \frac{e}{c}[\mathbf{v} \times \mathbf{H}], \quad (1)$$

где $e > 0$ — абсолютная величина заряда электрона, \mathbf{p} и \mathbf{v} — импульс и скорость электрона, \mathbf{E} и \mathbf{H} — электрическое и магнитное поля лазерного импульса.

Уравнение (1) дополняется начальными условиями для положения, скорости и ускорения электрона:

$$\mathbf{r}(0) = \mathbf{r}_0, \quad \mathbf{v}(0) = \mathbf{v}_0, \quad \dot{\mathbf{v}}(0) = \dot{\mathbf{v}}_0. \quad (2)$$

Условие для ускорения в (2) является дополнительным и используется только для силы торможения \mathbf{f}_R , содержащей третью производную радиус-вектора. Вопрос о постановке условия для ускорения рассматривается ниже.

Рассматривается движение электрона в поле короткого лазерного импульса релятивистской интенсивности линейной поляризации.

Выберем систему координат так, чтобы лазерный импульс распространялся вдоль оси z , вектор электрического поля будем считать лежащим в плоскости xz . При этом вектор магнитного поля лежит в плоскости yz .

Полагается, что лазерное излучение представляет собой сфокусированный пучок с гауссовым поперечным распределением интенсивности. В центре каустики фазовый фронт пучка можно считать плоским, продольный размер каустики равен удвоенной рэлеевской длине $2z_R$, где $z_R = \pi\rho_0^2/\lambda$, а ρ_0 и λ — радиус пучка в центре каустики и длина волны излучения. Радиус пучка для произвольного значения z равен $\rho(z) = \rho_0\sqrt{1 + z^2/z_R^2}$.

Выражения для полей с линейной поляризацией имеют вид

$$\begin{aligned} E_x &= E_0(x, y, \xi)\sqrt{2} \cos \varphi, \\ E_y &= 0, \\ E_z &= -2E_0(x, y, \xi)(\varepsilon/\rho)\sqrt{2} x \sin \tilde{\varphi}, \\ H_x &= -E_y, \\ H_y &= E_x, \\ H_z &= -2E_0(x, y, \xi)(\varepsilon/\rho)\sqrt{2} y \sin \tilde{\varphi}, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\varepsilon = \lambda/2\pi\rho_0$ — малый параметр.

Функция $E_0(x, y, \xi)$ в уравнениях (3) дается выражением

$$E_0(x, y, \xi) = \frac{E_m\rho_0}{\rho} \times \exp \left\{ - \left(\frac{\xi - z_d/c}{\tau_0} \right)^2 - \frac{x^2 + y^2}{\rho^2} \right\}. \quad (4)$$

Здесь E_m — максимальная величина электрического поля, $\xi = t - z/c$, z_d — начальное расстояние между лазерным импульсом и электроном (наличие z_d гарантирует плавный рост величины поля в процессе численного решения уравнений движения). Временной профиль пучка в (4) описывается гауссовым распределением с длительностью импульса τ_0 . Фазовая зависимость в (3) определяется выражениями

$$\varphi = \frac{2\pi c\xi}{\lambda} + \arctg \frac{z}{z_R} - \frac{zr^2}{z_R\rho^2} - \varphi_0, \quad \tilde{\varphi} = \varphi + \arctg \frac{z}{z_R},$$

где φ_0 — начальная фаза.

Условиями применимости уравнений (3) и (4) являются [6] следующие: $\lambda/\rho_0 \ll 2\pi$, $\rho_0/c < \tau_0$. Эти условия в данной работе выполняются. Переход от полей гауссова пучка к полям пучка с плоским фазовым фронтом (аналог плоской волны) осуществляется в результате исключения компонент E_z , H_z , неплоских частей в фазе и при $\rho(z) = \rho_0$ в амплитуде (4). Движение электрона в гауссовом пучке и в поле плоской волны может различаться, но для электрона, первоначально находящегося на оси пучка в окрестности фокуса, условие малости длины взаимодействия L по сравнению с рэлеевской длиной, $L < z_R = \pi\rho_0^2/\lambda$, обеспечивает близость параметров движения.

Максимальная интенсивность $I_m = cE_m^2/8\pi$ достигается в момент прохождения импульса через центр каустики. В расчетах использовались приведенные к безразмерному виду выражения для амплитуды поля, которые получались из безразмерного значения для интенсивности I_m/I_r , где

$$I_r = \frac{m^2 c^3 \omega^2}{8\pi e^2} = 1.37 \cdot 10^{18} \left(\frac{1}{\lambda [\text{мкм}]} \right)^2 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$$

— релятивистская интенсивность.

Движение и излучение электрона в данной постановке без учета силы торможения рассматривались в работах [1, 2].

3. ВИДЫ И МОДЕЛИ СИЛЫ ТОРМОЖЕНИЯ

Рассмотрим четыре теоретические модели силы торможения, для обозначения модели исполь-

зуюм обозначение пространственной силы торможения \mathbf{f}_{Ri} ($i = 1, 2, 3, 4$). В качестве основной модели будем использовать релятивистскую силу Абрагама (трехмерная часть в 4-векторном уравнении Лоренца – Абрагама – Дирака в терминах работ [3, 4]):

$$\mathbf{f}_{R1} = \frac{2e^2}{3c^3} \left(\frac{\ddot{\mathbf{v}}}{1 - \beta^2} + \frac{\mathbf{v}(\mathbf{v} \cdot \ddot{\mathbf{v}})}{c^2(1 - \beta^2)^2} + \frac{3\dot{\mathbf{v}}(\mathbf{v} \cdot \dot{\mathbf{v}})}{c^2(1 - \beta^2)^2} + \frac{3\dot{\mathbf{v}}(\mathbf{v} \cdot \dot{\mathbf{v}})^2}{c^4(1 - \beta^2)^3} \right), \quad \beta = \frac{|\mathbf{v}|}{c}. \quad (5)$$

В нерелятивистском случае выражение (5) переходит в хорошо известное [7] выражение

$$\mathbf{f}_{R2} = \frac{2e^2\ddot{\mathbf{v}}}{3c^3}, \quad (6)$$

при котором уравнение (1) в отсутствие поля имеет формальное решение

$$\mathbf{r}(t) = \mathbf{r}_0 + \mathbf{v}_0 t + \dot{\mathbf{v}}_0 \tau_1^2 \left(\exp \frac{t}{\tau_1} - 1 - \frac{t}{\tau_1} \right), \quad (7)$$

$$\tau_1 = \frac{2e^2}{3mc^3}.$$

Трехмерное выражение для силы торможения \mathbf{f}_{R3} через поля \mathbf{E} , \mathbf{H} получается в результате подстановки третьих производных, определенных из уравнения движения (1) без учета торможения излучением. Такая подстановка соответствует первой итерации в итерационном процессе, который может быть использован непосредственно для решения уравнения (1) с силой \mathbf{f}_{R1} .

Следующая модель силы торможения получена в работе [4] и имеет вид

$$\mathbf{f}_{R4} = -\frac{e}{c} [\delta\mathbf{v} \times \mathbf{H}] + \frac{1}{c^2} \left(1 + \frac{\mathbf{p}^2}{m^2 c^2} \right) (\delta\mathbf{v} \cdot \mathbf{f}_L) \mathbf{v}, \quad (8)$$

где добавочная скорость $\delta\mathbf{v}$ вследствие торможения излучением

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{v} + \delta\mathbf{v}, \quad (9)$$

$$\delta\mathbf{v} = -\frac{\tau_1}{m} \frac{\mathbf{f}_L - \mathbf{v}(\mathbf{v} \cdot \mathbf{f}_L)/c^2}{1 + \tau_1(\mathbf{v} \cdot \mathbf{f}_L)/c^2}, \quad (10)$$

$$\mathbf{v} = \frac{c\mathbf{p}}{(m^2 c^2 + \mathbf{p}^2)^{1/2}}$$

приводит к нарушению коллинеарности векторов скорости $\mathbf{v} + \delta\mathbf{v}$ и импульса \mathbf{p} .

Теоретические модели \mathbf{f}_{R3} , \mathbf{f}_{R4} получены из модели \mathbf{f}_{R1} , при этом \mathbf{f}_{R3} — как приближение. Постановка задачи (1) с силой торможения \mathbf{f}_{R1} или \mathbf{f}_{R2} использует все три начальных условия (2), прямое решение в

этом случае является неконсервативным, для выхода на физическое решение необходим специальный подбор третьего начального условия. Постановка задачи (1) с силой торможения \mathbf{f}_{R3} или \mathbf{f}_{R4} требует только два первых начальных условия (2).

4. АНАЛИТИЧЕСКИЙ ПРИМЕР С МОДЕЛЬНЫМ ПОЛЕМ

Для понимания проблем, связанных с использованием моделей силы торможения, рассмотрим нерелятивистское движение частицы с зарядом e и массой электрона m в поле $\mathbf{E}_0(1 - \alpha_1 t - \alpha_2 t^2)$ с константами \mathbf{E}_0 , α_1 , α_2 и силой торможения \mathbf{f}_{R2} :

$$\ddot{\mathbf{r}} = \frac{e\mathbf{E}_0}{m} (1 - \alpha_1 t - \alpha_2 t) + \tau_1 \ddot{\mathbf{r}}. \quad (11)$$

Общим решением дифференциального уравнения (11) является

$$z_{gen}(t) = A_1 + B_1 t + C_1 \exp \frac{t}{\tau_1} + z_{part}(t), \quad (12)$$

где частное решение равно

$$z_{part}(t) = \frac{eE_0}{2m} (1 - \alpha_1 \tau_1 - 2\alpha_2 \tau_1^2) t^2 - \frac{eE_0}{m} \left(\frac{\alpha_1}{6} + \frac{\alpha_2 \tau_1}{3} \right) t^3 - \frac{eE_0}{m} \frac{\alpha_2}{12} t^4. \quad (13)$$

Отметим, что в общем решении (12) влияние торможения излучением через зависимость от τ_1 учитывается в частном решении (13) и проявляется в возникновении ветви с экспоненциальным ростом по времени. Последнее является побочным эффектом, связанным с повышением порядка уравнения движения (при включении силы торможения) из-за третьей производной в \mathbf{f}_{R2} . Константы A_1 , B_1 , C_1 должны определяться из начальных условий (2):

$$\begin{aligned} z_0 &= A_1 + C_1, \\ \dot{z}_0 &= B_1 + C_1/\tau_1, \\ \ddot{z}_0 &= C_1/\tau_1^2 + \ddot{z}_{part}(0), \\ A_1 &= z_0 - \tau_1^2 (\ddot{z}_0 - \ddot{z}_{part}(0)), \\ B_1 &= \dot{z}_0 - \tau_1 (\ddot{z}_0 - \ddot{z}_{part}(0)), \\ C_1 &= \tau_1^2 (\ddot{z}_0 - \ddot{z}_{part}(0)). \end{aligned} \quad (14)$$

Условие для начального ускорения должно быть логически обосновано. В этой связи несколько модифицируем постановку задачи. Будем считать величину начального ускорения свободным параметром и определим условие, при котором $C_1 = 0$. Это достигается при условии для начального ускорения вида

$$\ddot{z}_0 = \ddot{z}_{part}(0) = \frac{eE_0}{m} (1 - \alpha_1 \tau_1 - 2\alpha_2 \tau_1^2), \quad (15)$$

при котором решение задачи (11), (2) становится физическим (не содержит часть с экспоненциальным ростом, приводящим к неконсервативности):

$$z_{ph}(t) = z_0 + \dot{z}_0 t + z_{part}(t). \quad (16)$$

Постановка условия типа (15) должно проводиться всякий раз при прямом решении задачи (1), (2) с моделями \mathbf{f}_{R1} , \mathbf{f}_{R2} . В данном примере эта постановка основана на исключении экспоненциальной ветви, а не на балансе сил. В общем случае произвольных полей такой способ постановки начального условия для ускорения не конструктивен. Однако решение (16) может быть построено с помощью итерационной процедуры и без использования начального условия для ускорения. Сущность процедуры состоит в следующем. Сначала решается задача (11), (2) без силы торможения (нулевая итерация):

$$z_{it}^{(0)}(t) = z_0 + \dot{z}_0 t + \frac{eE_0}{2m} \left(1 - \frac{\alpha_1}{3} t - \frac{\alpha_2}{6} t^2 \right) t^2. \quad (17)$$

Это решение подставляется в \mathbf{f}_{R2} уравнения (11) с заменой третьей производной на функцию времени. В результате решения дифференциального уравнения второго порядка с начальными условиями (2) получается решение первой итерации:

$$z_{it}^{(1)}(t) = z_0 + \dot{z}_0 t + \frac{eE_0}{2m} \times \\ \times \left((1 - \alpha_1 \tau_1) - \frac{\alpha_1 + 2\alpha_2 \tau_1}{3} t - \frac{\alpha_2}{6} t^2 \right) t^2. \quad (18)$$

Решение на второй итерации получается аналогично:

$$z_{it}^{(2)} = z_0 + \dot{z}_0 t + \frac{eE_0}{2m} \times \\ \times \left((1 - \alpha_1 \tau_1 - 2\alpha_2 \tau_1^2) - \frac{\alpha_1 + 2\alpha_2 \tau_1}{3} t - \frac{\alpha_2}{6} t^2 \right) t^2. \quad (19)$$

В данном аналитическом примере процесс сходится за три (вместе с нулевой) итерации: $z_{it}^{(2)}(t) = z_{ph}(t)$. Эта сходимость не использует малость параметров. Построение решения на каждой итерации использует только два начальных условия (2).

Неконсервативность модели учета торможения излучением \mathbf{f}_{R2} связана с побочным эффектом искажения решений вследствие повышения порядка дифференциального уравнения, описывающего движение заряженной частицы. Применение итерационной процедуры полностью убирает этот эффект и позволяет конструктивно построить решение задачи. Итерационную процедуру можно попытаться применить и в релятивистском случае для основной

модели \mathbf{f}_{R1} . Модели \mathbf{f}_{R3} и \mathbf{f}_{R4} , не содержат третью производную радиус-вектора, поэтому нет необходимости использовать итерационную процедуру для определения решения, таким образом, решение строится прямыми методами. Вопрос об эквивалентности описания торможения излучением в разных моделях, главным образом в модели \mathbf{f}_{R4} и основной модели \mathbf{f}_{R1} (на основе итераций), обсуждается ниже.

5. СРАВНЕНИЕ МОДЕЛЕЙ ТОРМОЖЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЕМ В ЗАДАЧЕ САМОВОЗДЕЙСТВИЯ

Рассмотрим решение задачи (1), (2) (два первых начальных условия) в случае $\mathbf{f}_L = 0$, т.е. когда заряженная частица движется только под действием силы торможения.

Применение итерационной процедуры в модели \mathbf{f}_{R1} дает последовательно

$$\frac{d\mathbf{p}^{(0)}}{dt} = 0, \quad \mathbf{p}^{(0)} = \mathbf{p}_0, \quad \mathbf{v}^{(0)} = \mathbf{v}_0,$$

$$\mathbf{r}^{(0)}(t) = \mathbf{r}_0 + \mathbf{v}_0 t$$

и на этом процедура заканчивается, поскольку

$$\ddot{\mathbf{r}}^{(0)}(t) \equiv 0, \quad \mathbf{f}_{R1} \left(\ddot{\mathbf{r}}^{(0)}(t), \ddot{\mathbf{r}}^{(0)}(t) \right) \equiv 0.$$

Аналогично в нерелятивистском случае (модель \mathbf{f}_{R2}):

$$\frac{d\mathbf{v}^{(0)}}{dt} = 0, \quad \mathbf{v}^{(0)} = \mathbf{v}_0, \quad \mathbf{r}^{(0)}(t) = \mathbf{r}_0 + \mathbf{v}_0 t$$

и итерационная процедура сошлась за одну итерацию. При этом условие $\ddot{\mathbf{r}}^{(0)}(0) = 0$ в обоих случаях (\mathbf{f}_{R1} , \mathbf{f}_{R2}) является следствием решения задачи с помощью итерационной процедуры, а не элементом начальной постановки. Можно ответить на вопрос, поставленный в работе [3]: почему физически приемлемые решения получаются из формального общего решения (7) при нулевом условии для начального ускорения и это условие имеет смысл условия отбора? Как следует из предыдущего раздела, начальное условие для ускорения при прямом решении задачи необходимо для исключения ложной ветви решения с экспоненциальным ростом по времени. Все же другие попытки постановки этого условия основывались на балансе сил в предположении, что эта ложная ветвь в решение включена. При использовании итерационной процедуры ложная ветвь просто не возникает, поскольку в итерациях всегда решается дифференциальное уравнение второго порядка.

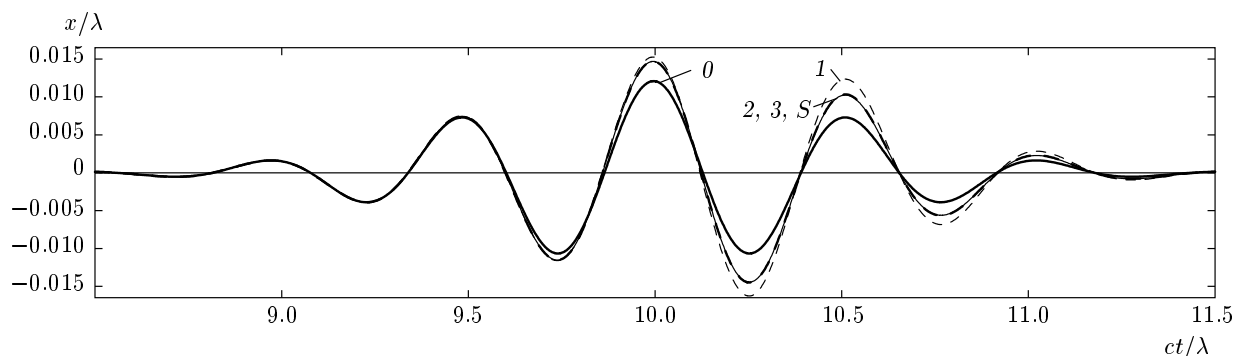


Рис. 1. Временной профиль поперечной координаты электрона, движущегося ($W_{k0}/mc^2 = 500$) навстречу лазерному импульсу с плоским фазовым фронтом ($c\tau_0/\lambda = 1.5$, $\rho_0/\lambda = 1$, $I_m/I_r = 5000$): 0 — без учета торможения излучением; 1, 2, 3 — с учетом торможения излучением на итерациях с соответствующим номером в модели f_{R1} ; S — с учетом торможения излучением в модели f_{R4}

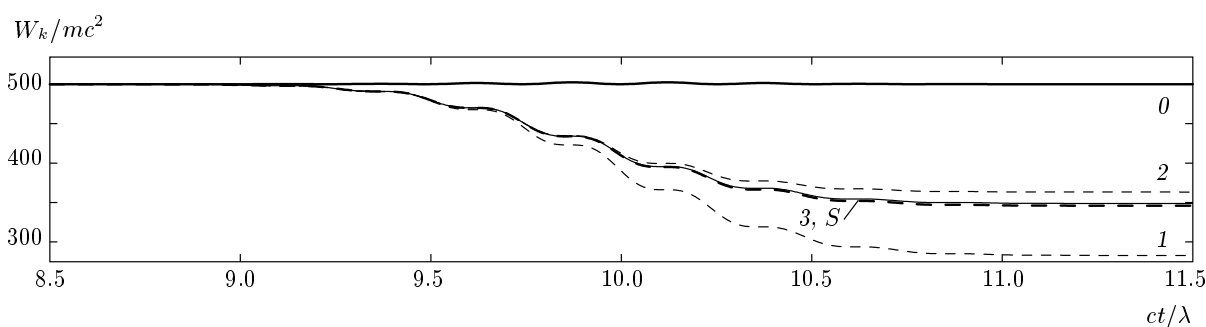


Рис. 2. Временной профиль кинетической энергии электрона, движущегося ($W_{k0}/mc^2 = 500$) навстречу лазерному импульсу (параметры такие же, как на рис. 1): 0 — без учета торможения излучением; 1, 2, 3 — с учетом торможения излучением на итерациях с соответствующим номером в модели f_{R1} ; S — с учетом торможения излучением в модели f_{R4}

В моделях f_{R3} и f_{R4} сила торможения обращается в нуль вместе с $f_L = 0$, поэтому имеем

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = 0, \quad \mathbf{p} = \mathbf{p}_0, \quad \mathbf{v} = \mathbf{v}_0, \quad \mathbf{r}(t) = \mathbf{r}_0 + \mathbf{v}_0 t.$$

Таким образом, в задаче самовоздействия все четыре модели торможения дают согласованные решения в виде движения с постоянной скоростью и эти решения не изменяются под воздействием силы торможения.

6. УЧЕТ ТОРМОЖЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЕМ ПРИ ДВИЖЕНИИ ЭЛЕКТРОНА В ЛАЗЕРНОМ ПОЛЕ

Применим итерационную процедуру для описания движения электрона в лазерном поле (3) с учетом торможения излучением в основной модели f_{R1} .

Использовался короткий импульс ($c\tau_0/\lambda = 1.5$), распределение интенсивности задавалось выражением (4) с фокусировкой в очень малый размер ($\rho_0/\lambda = 1$) и интенсивностью в фокальном пятне $I_m/I_r = 5000$. Предполагалось также, что электрон движется навстречу лазерному импульсу с большой начальной скоростью, так что начальная кинетическая энергия движения электрона равна $W_{k0}/mc^2 = 500$. Расчеты показали, что для первоначально покоящегося электрона (при $W_{k0}/mc^2 = 0$) изменение параметров движения электрона вследствие торможения излучением очень мало (в третьем знаке и меньше).

На рис. 1 представлены временные профили поперечной координаты электрона, движущегося навстречу лазерному импульсу с плоским фазовым фронтом. Итерации сходятся, вторая и третья итерации уже мало различаются и практически совпадают с результатом расчета по модели f_{R4} .

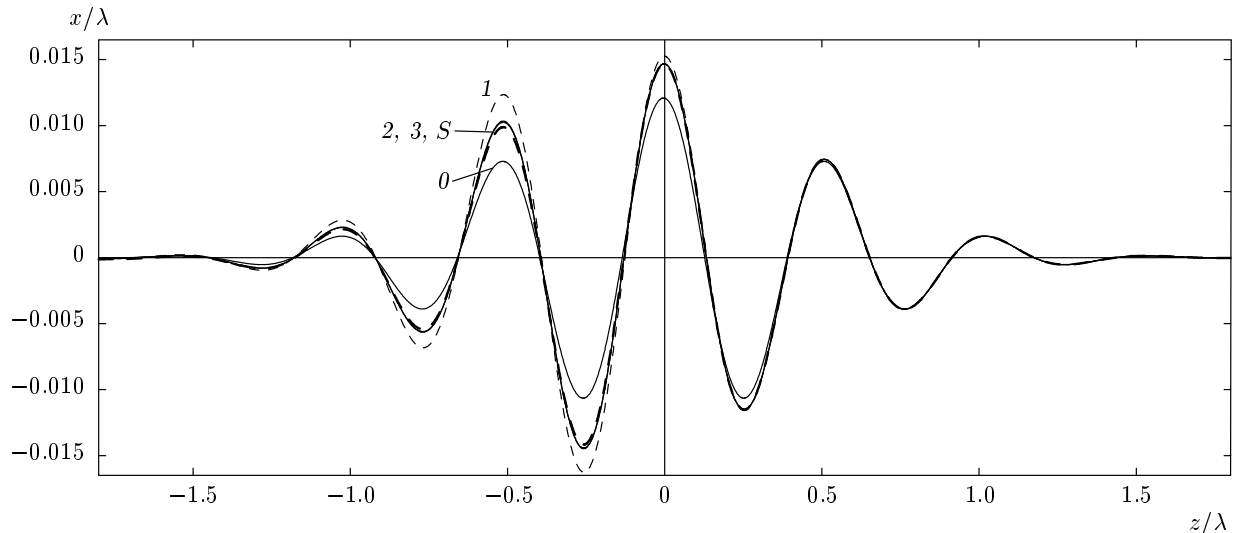


Рис. 3. Двумерные траектории движения электрона в поле лазерного импульса при тех же параметрах: 0 — без учета торможения излучением; 1, 2, 3 — с учетом торможения излучением на итерациях с соответствующим номером в модели \mathbf{f}_{R1} ; S — с учетом торможения излучением в модели \mathbf{f}_{R4}

Временные профили кинетической энергии электрона в тех же предположениях представлены на рис. 2. Здесь также имеет место сходимост ь итерационного процесса в модели \mathbf{f}_{R1} к решению в модели \mathbf{f}_{R4} . Но кроме методического результата интерес представляет и физический результат: торможение излучением приводит к заметному уменьшению кинетической энергии электрона от начальной величины энергии $W_{k0}/mc^2 = 500$ до величины остаточной энергии $W_{k\infty}/mc^2 = 350$. Переход от полей лазерного пучка с плоским фазовым фронтом к полям гауссова пучка в рассматриваемой постановке не изменяет временной профиль кинетической энергии электрона и величину остаточной энергии. Уменьшение кинетической энергии электрона в аналогичной постановке, но при других параметрах лазерного излучения теоретически описано в работе [5] в рамках приближенной модели \mathbf{f}_{R3} . Уровень приближения модели \mathbf{f}_{R3} в этом случае соответствует использованию первой итерации в итерационном процессе в модели \mathbf{f}_{R1} и достаточен только для качественного описания эффекта.

На рис. 3 представлены двумерные траектории движения электрона в поле лазерного импульса при тех же параметрах.

Таким образом, сходимост ь итерационной процедуры в модели \mathbf{f}_{R1} к решению в модели \mathbf{f}_{R4} означает согласованност ь моделей и в релятивистском случае. Вместе с тем, модель \mathbf{f}_{R4} построена на основе модели \mathbf{f}_{R1} и как ее альтернатива, при этом причина

неконсервативности модели \mathbf{f}_{R1} в работе [4] не была установлена. Кроме того, физическая модель \mathbf{f}_{R4} обладает внутренним противоречием в виде неколлинеарности векторов скорости и импульса движущейся заряженной частицы. Вследствие указанных причин модель \mathbf{f}_{R4} может рассматриваться не как полноценная физическая модель, а как эквивалентное эффективное описание торможения излучением через дополнительный ток.

7. ВЛИЯНИЕ ТОРМОЖЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЕМ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНА

Проанализируем влияние торможения излучением на электромагнитное излучение электрона, движущегося навстречу лазерному импульсу релятивистской интенсивности. Радиус-вектор \mathbf{R}_0 , проведенный из начала системы координат, задает точку, в которой исследуется излучение.

Рассчитанные параметры движения электрона в поле лазерного импульса используем для исследования излучательных характеристик электрона. Электрическое поле излучения, получаемое с помощью потенциалов Лиенара–Вихерта, имеет (для электрона) следующий вид:

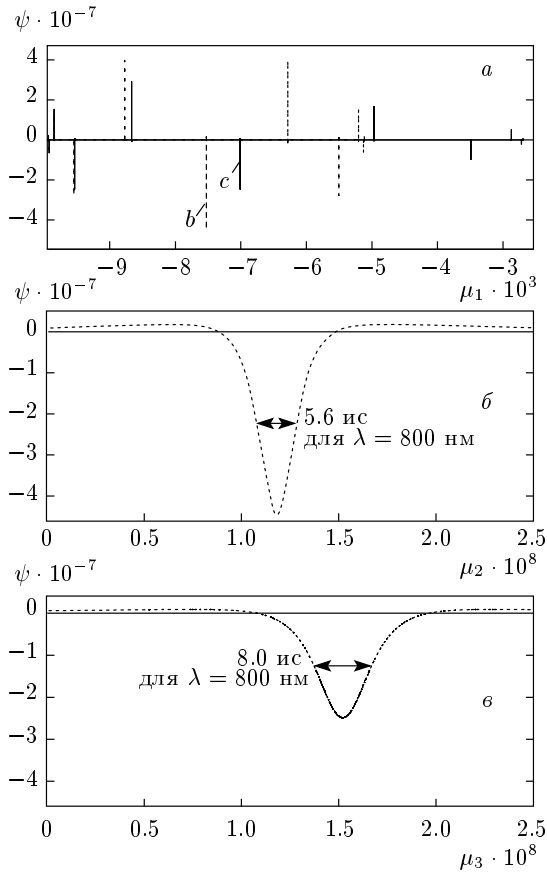


Рис. 4. Параметры электромагнитного поля излучения электрона для угла $\theta = 180^\circ$ (с траекторий рис. 3): *a* — зависимости электрического поля от времени без учета (пунктир) и с учетом торможения излучением (сплошная линия); *b* — центральный импульс рис. 4*a* без учета торможения излучением в увеличенном масштабе; *v* — центральный импульс рис. 4*a* с учетом торможения излучением в увеличенном масштабе

$$\mathbf{E} = -e \frac{1 - v^2/c^2}{(R - \mathbf{R} \cdot \mathbf{v}/c)^3} \left(\mathbf{R} - \frac{\mathbf{v}}{c} R \right) - \frac{e}{c^2(R - \mathbf{R} \cdot \mathbf{v}/c)^3} \left[\mathbf{R} \times \left[\left(\mathbf{R} - \frac{\mathbf{v}}{c} R \right) \times \dot{\mathbf{v}} \right] \right]. \quad (20)$$

Вектор \mathbf{R} соединяет электрон с точкой наблюдения, радиус-вектор электрона в этой же системе координат обозначим как \mathbf{r} . Соответственно величины \mathbf{v} и $\dot{\mathbf{v}}$, входящие в выражение (20), равны $\mathbf{v} = d\mathbf{r}/dt$, $\dot{\mathbf{v}} = d^2\mathbf{r}/dt^2$. Эти векторы связаны соотношением $\mathbf{r}(t) + \mathbf{R}(t) = \mathbf{R}_0$.

Все величины в (20) берутся в момент времени t . Они могут быть пересчитаны для момента t_r прихода излучения в точку наблюдения. С уче-

том запаздывания t и t_r связаны соотношением: $t + R(t)/c = t_r$, где $R(t)$ — расстояние от электрона до точки наблюдения.

Точку наблюдения для определения величины электрического поля электромагнитного излучения движущегося электрона расположим в плоскости xz на расстоянии $R_0/\lambda = 10000$. Угол θ между \mathbf{R}_0 и осью z может варьироваться в широких пределах, но в рассматриваемой задаче наиболее интенсивное излучение происходит под углом $\theta = 180^\circ$ из точек поворота траектории (рис. 3).

На рис. 4*a* приведена зависимость от времени $\mu_1 = ct_r/\lambda - 10010$ электрического поля $\psi = E_x/(e/\lambda^2)$ излучения электрона. При малых временах системы импульсов излучения без учета и с учетом торможения излучением совпадают. В окрестности времени попадания в приемник наиболее интенсивного импульса с центрального участка траектории заметно отставание и уменьшение амплитуды поля излучения вследствие торможения излучением (отметки *c* и *b* на импульсах рис. 4*a*). На более поздних по времени прихода в точку регистрации импульсах влияние торможения излучением проявляется еще сильнее. Центральный импульс без учета торможения излучением представлен на рис. 4*b* в масштабе $\mu_2 = \mu_1 + \mu_{20}$, $\mu_{20} = 7.556 \cdot 10^{-3}$, его длительность для длины волны $\lambda = 8 \cdot 10^{-5}$ см (Ti-Sa-лазер) составляет $5.6 \cdot 10^{-24}$ с = 5.6 ис. Точно такая же величина длительности получена при аналогичных параметрах, но для синусоидального импульса (в данных расчетах используется косинусоидальный импульс) в работе [1]. Соответствующий импульс с учетом торможения излучением представлен на рис. 4*v* в масштабе $\mu_3 = \mu_1 + \mu_{30}$, $\mu_{30} = 7.038 \cdot 10^{-3}$, его длительность для длины волны $\lambda = 8 \cdot 10^{-5}$ см (Ti-Sa-лазер) составляет $8.0 \cdot 10^{-24}$ с = 8.0 ис. Торможение излучением приводит к уширению импульса излучения.

8. ВЫВОДЫ

1. Неконсервативность моделей учета торможения излучением связана с побочным эффектом искажения решений вследствие повышения порядка дифференциального уравнения, описывающего движение заряженной частицы. Применение итерационной процедуры полностью устраняет этот эффект и позволяет конструктивно построить решение задачи даже в релятивистском случае.

2. Проведено сравнение двух моделей учета силы торможения излучением для случая движения электрона в поле короткого лазерного импульса релятивистской интенсивности. Результаты расчетов продемонстрировали полное совпадение обеих моделей для рассматриваемого случая.

3. Показано, что электрон, движущийся навстречу лазерному импульсу с большой начальной скоростью, вследствие торможения излучением теряет заметную часть своей кинетической энергии. Генерируемые электроном импульсы электромагнитного излучения уширяются вследствие торможения излучением. Полученные результаты могут быть использованы для экспериментальной проверки эффекта торможения излучением.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. L. Galkin, M. Yu. Romanovsky, O. B. Shiryayev et al., *Contrib. Plasma Phys.* **49**, 593 (2009).
2. A. L. Galkin, M. P. Kalashnikov, V. V. Korobkin et al., *Contrib. Plasma Phys.* **51**, 482 (2011).
3. И. П. Клепиков, *УФН* **146**, 317 (1985).
4. И. В. Соколов, *ЖЭТФ* **136**, 247 (2009).
5. B. Quesnel and P. Mora, *Phys. Rev. E* **58**, 3719 (1998).
6. J. Koga, T. Zh. Esirkerov, and S. V. Bulanov, *J. Plasma Phys.* **72**, 1315 (2006).
7. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория поля*, Наука, Москва (1988), с. 270, 277.