

ВЛИЯНИЕ РАДИАЦИОННОГО ТРЕНИЯ НА ДИНАМИКУ ЧАСТИЦ В ЛАЗЕРЕ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

А.В. Серов

Рассмотрено влияние сил реакции спонтанного излучения частиц на усиление лазера на свободных электронах. Показано, что функция, описывающая влияние радиационного трения, пропорциональна производной по энергии (или частоте) от коэффициента усиления лазера или второй производной от спектральной интенсивности спонтанного излучения.

Обычно при описании работы лазера на свободных электронах (ЛСЭ) пренебрегают действием реакции излучения на движение частиц [1]. Однако радиационное трение вносит в динамику электронов некоторые особенности, которые помимо теоретического интереса, в некоторых случаях могут оказаться практически важными. Следует заметить, что при исследовании влияния сил радиационного трения на физические процессы в ЛСЭ, необходимо знать не только суммарную силу, действующую на сгусток, но и распределение этих сил по элементам сгустка, поскольку механизм индуцированного излучения в классическом описании сводится к относительному перемещению электронов сгустка и их группировке в области замедляющих фаз.

Сила радиационного торможения релятивистской частицы пропорциональна мгновенной мощности радиационных потерь в точке, где находится частица [2]. Поскольку используемые на практике сгустки не модулированы по плотности в продольном направлении и их размеры значительно превосходят длину волны генерируемого излучения, при инжекции в ЛСЭ в начальный момент времени радиационные потери определяются в основном спонтанным излучением частиц сгустка. По мере движения в лазере возникает продольная группировка пучка и важную роль начинает играть индуцированное излучение. Влияние на фазовое движение радиационного взаимодействия частиц, уже сгруппированных в сгустки с продольными размерами меньше длины волны генерируемого излучения, рассмотрено в работе [3]. В настоящей работе рассматривается

начальный этап движения частиц и исследуется влияние радиационного трения, вызванного спонтанным излучением сгустка.

В ЛСЭ релятивистский электрон с зарядом e и энергией γmc^2 движется через ондулятор в поле внешней электромагнитной волны. Начальное фазовое распределение электронов полагаем равномерным, а энергетическое распределение считаем квазимонохроматическим с шириной распределения $\Delta\gamma \ll \gamma$. В начальный момент времени сила радиационного трения одинакова для всех частиц и равна $F = -Wv/c^2$ [2], где W – мощность излучения электрона в ондуляторе лазера, v – скорость частиц, c – скорость света. Вследствие взаимодействия с волной одни электроны пучка ускоряются, а другие замедляются. Поскольку электроны с более высокой энергией дают более мощное излучение, сила радиационного трения, действующая на эти частицы, имеет большую величину. Приведенную силу $f_r(\mu)$, действующую на частицу, имеющую относительную расстройку по энергии $\mu = 4\pi N(\gamma - \gamma_r)/\gamma_r$, где γ_r – энергия равновесного электрона, N – число периодов ондулятора, можно записать в виде $f_r(\mu) = f_r(0) + \mu(df_r/d\mu)$. Обычно $f_r(0) \gg \mu(df_r/d\mu)$, и поэтому второе слагаемое будем считать величиной первого порядка малости. Соотношения, описывающие движение в этом случае, имеют вид

$$\begin{aligned} d\mu/d\tau &= -\Omega(\sin\varphi + \mu\alpha) - f_r(0), \\ d\varphi/d\tau &= \mu, \end{aligned} \quad (1)$$

где φ – фаза, $\tau = ct/N\lambda$ – относительное время, λ – пространственный период ондулятора, $\Omega = e\lambda(E_w H_u)^{1/2}/mc^2\gamma$ – частота малых фазовых колебаний, E_w – напряженность поля электромагнитной волны, H_u – напряженность магнитного поля ондулятора, $\alpha = \Omega^{-2}df_r/d\mu$. От традиционных уравнений, полученных во многих работах, посвященных исследованию ЛСЭ, система (1) отличается слагаемыми $\Omega^2\mu\alpha$ и $f_r(0)$ в правой части первого уравнения, учитывающими действие сил реакции излучения. В большинстве практически важных случаев величина $\Omega^2 \ll 1$ и может использоваться как параметр малости при нахождении решения системы (1).

Если не учитывать влияния сил радиационного трения, то для вычисления изменения средней энергии пучка при его прохождении через ЛСЭ нужно при решении системы (1) учитывать члены разложения второго порядка по Ω^2 [1]. В нашем случае приближение нулевого порядка имеет вид:

$$\mu^{(0)} = \mu_0 - f_r(0)\tau, \quad \varphi^{(0)} = \varphi_0 + \mu_0\tau - f_r(0)\tau^2/2, \quad (2)$$

где φ_0 и μ_0 – начальные значения фазы и расстройки по энергии. Приближение первого порядка описывается уравнениями:

$$\begin{aligned} d\mu^{(1)}/d\tau &= -\Omega^2(\sin \varphi^{(0)} + \mu^{(0)}\alpha) = \\ &= \Omega^2[(f_r(0)\tau^2/2) \cos(\mu_0\tau + \varphi_0) - \sin(\mu_0\tau + \varphi_0) - \alpha(\mu_0 - f_r(0)\tau)], \quad d\varphi^{(1)}/d\tau = \mu. \end{aligned} \quad (3)$$

При выводе уравнений (3) было принято, что $\sin(f_r(0)\tau^2/2) \approx f_r(0)\tau^2/2$, а $\cos(f_r(0)\tau^2/2) \approx 1$. Опуская дальнейшие промежуточные вычисления, приведем выражения для изменения средней энергии пучка

$$\langle \mu \rangle = -f_r(\mu)\tau + (\Omega^4/2)g_0 + \Omega^4 f_r(0)\tau g_r, \quad (4)$$

где

$$g_0 = [\tau \mu_0 \sin(\mu_0\tau) + 2 \cos(\mu_0\tau) - 2]/\mu_0^3, \quad (5)$$

$$g_r = [(3/2) \cos(\mu_0\tau) - (3/2) + \tau \mu_0 \sin(\mu_0\tau) - (\mu_0^2\tau^2/4) \cos(\mu_0\tau)]/\mu_0^4 \quad (6)$$

– соответственно функции усиления и радиационного трения. Графики этих функций (при $\tau = 1$) приведены на рис. 1. Сравнение выражений (5) и (6) показывает, что функции усиления и радиационного трения связаны соотношением

$$-4g_r(\mu_0, \tau) = dg_0(\mu_0, \tau)/d\mu_0. \quad (7)$$

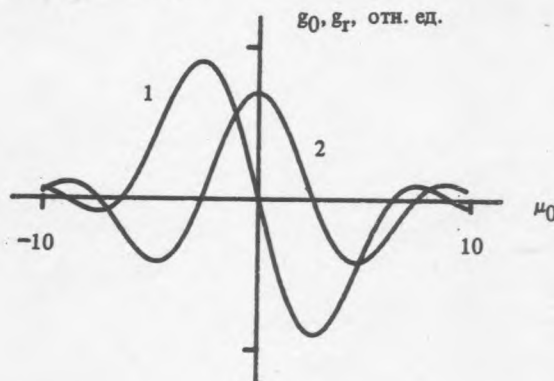


Рис. 1. Функции усиления g_0 (1) и радиационного трения g_r (2).

Сама функция усиления излучения в ЛСЭ связана со спектральными характеристиками спонтанного излучения электронов в ондуляторе. В работе [4] показано, что коэффициент усиления лазера пропорционален производной по энергии от спектральной плотности спонтанного излучения E_ω . С учетом этой зависимости можно записать

$$g_r(\mu_0, \tau) \propto d^2 E_\omega / d\mu_0^2. \quad (8)$$

Таким образом, проведенный расчет динамики пучка позволил выявить связь изменения средней энергии пучка с характеристиками спонтанного и вынужденного излучения.

Автор благодарен А.Н. Лебедеву за постановку задачи и обсуждение полученных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] М а р ш а л Т. Лазеры на свободных электронах. М., Мир, 1987.
- [2] К о л о м е н с к и й А. А., Л е б е д е в А. Н. Теория циклических ускорителей. М., Физматгиз, 1962.
- [3] С е р о в А. В. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 5-6, 7 (1992).
- [4] К о л о м е н с к и й А. А., Л е б е д е в А. Н. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, т. 2, 446, Протвино, 1977.

Поступила в редакцию 11 февраля 1993 г;

После переработки 30 марта 1993 г.

