Краткие сообщения по физике № 6-1988 г.

УДК 621.378

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ РЕЛЯТИВИСТСКОГО СГУСТКА ЧАСТИЦ, ДВИЖУЩЕГОСЯ В ОНДУЛЯТОРЕ, С ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНОЙ

А.В. Серов

В приближении заданного поля рассмотрено преобразование энергии релятивистского сгустка с гауссовским распределением плотности частиц в излучение лазера на свободных электронах. Получены выражения для относительного изменения энергии сгустка, движущегося через ондулятор лазера.

В большинстве работ, посвященных лазерам на свободных электронах (ЛСЭ), считается, что инжектируемый пучок является непрерывным и однородным. Поскольку при этом фазовое пространство периодично с периодом, равным длине волны, то для описания физических процессов в ЛСЭ достаточно рассмотреть группу электронов, равномерно распределенных на длине волны. Однако на практике могут использоваться электронные сгустки, протяженность которых соизмерима с длиной волны генерируемого излучения. В этом случае пучок частиц нельзя считать однородным и необходимо учитывать пространственное распределение плотности электронов.

В настоящей работе рассмотрено преобразование в излучение ЛСЭ энергии релятивистского сгустка, имеющего гауссовское распределение плотности в продольном направлении. Предполагается, что частицы перемещаются в поле плоской электромагнитной волны и усиление излучения при однократном прохождении через ондулятор мало по сравнению с интенсивностью волны.

Движение релятивистской частицы в ондуляторе в поле электромагнитной волны описывается системой уравнений /1–3/

$$d\mu/d\tau = -\Omega^2 \sin(\varphi + \varphi_0), \quad d\varphi/d\tau = \mu, \tag{1}$$

где $\mu = 4\pi K(\gamma - \gamma_0)/\gamma_0$ – относительная расстройка энергии частицы; $\tau = ct/K\lambda$ – относительное время; $\Omega = K\lambda e\sqrt{2EH}/mc^2\gamma$; K – число периодов ондулятора; γ – приведенная энергия частицы; γ_0 – резонансная энергия; H – напряженность магнитного поля ондулятора; λ – его пространственный период; E – напряженность поля волны; φ – фаза суммарного поля, действующего на частицу; φ_0 – начальная фаза частицы.

Решение системы (1) получают в виде разложения функции в ряд по параметру Ω^2. В первом приближении изменение энергии частицы на всей длине ондулятора описывается выражением

$$\mu^{(1)} = \Omega^2 \mu_0^{-1} [\cos(\mu_0 + \varphi_0) - \cos\varphi_0], \tag{2}$$

где μ_0 – начальная расстройка по энергии. Изменение энергии всего пучка можно вычислить путем усреднения выражения (2) по функции, характеризующей распределение плотности частиц. Распределение частиц в сгустке запишем в виде

$$n = n_0 \exp(-z^2/z_c^2), \tag{3}$$

где z – продольная координата; $z_c = N/\sqrt{\pi}n_0$ – продольный размер части сгустка, содержащей 2/3 от общего числа частиц; N – число частиц в сгустке; n_0 – линейная плотность заряда. Функция распределения нормирована соотношением

$$\int_{-\infty}^{\infty} n_0 \exp(-z^2/z_c^2)\, dz = N. \tag{4}$$

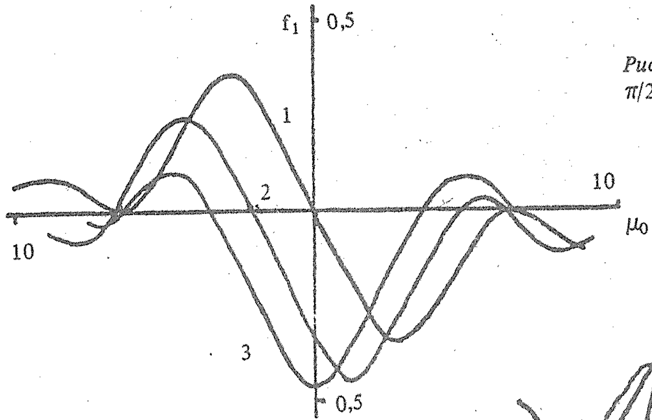

Рис. 1. Функция усиления $f_1(\mu_0, \delta)$ при $\delta = 0$ (1), $\pi/4$ (2), $\pi/2$ (3).

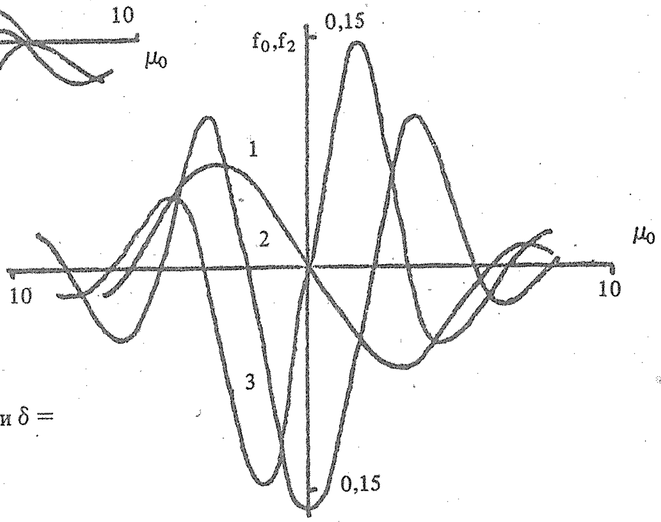

Рис. 2. Функции усиления $f_0(\mu_0)$ (1) и $f_2(\mu_0,\delta)$ при $\delta = -\pi/4$ (2), $\delta = 0$ (3).

Считаем, что нулевая начальная фаза волны сдвинута относительно максимума в распределении плотности частиц на величину δ, т.е. $\varphi_0 = (2\pi/\lambda_W)\, z + \delta$, где λ_W – длина волны излучения. После усреднения (2) и учета (4) получаем выражение, описывающее в первом приближении среднее изменение энергии электрона

$$\bar{\mu}^{(1)} = -2\Omega^2 f_1(\mu_0, \delta) \exp(-\pi^2 z_c^2/\lambda_W^2), \tag{5}$$

где $f_1(\mu_0, \delta) = \mu^{-1} \sin(\mu_0/2) \sin(\delta + \mu_0/2)$. Из (5) следует, что из-за неоднородности пучка, инжектируемого в ЛСЭ, уже в первом приближении может происходить обмен энергией между сгустком и волной. Увеличение протяженности сгустка приведет к уменьшению изменения энергии. В предельном случае однородного пучка в первом приближении изменение энергии равно нулю, что совпадает с /1–3/. Зависимость $\bar{\mu}^{(1)}$ от начальной расстройки по энергии дается функцией усиления $f_1(\mu_0, \delta)$, которая представлена на рис. 1.

Во втором приближении изменение энергии частицы, движущейся через ондулятор в поле волны, описывается выражением

$$\mu^{(2)} = (\Omega^4/2\mu_0^3)\,[2\cos\mu_0 + \mu_0 \sin\mu_0 - 2 - \mu_0 \sin(\mu_0 + 2\varphi_0) - \sin\mu_0 \sin(\mu_0 + 2\varphi_0)]. \tag{6}$$

В правой части (6) имеются слагаемые двух типов: зависящие от начальной фазы φ_0 и не зависящие от нее. Слагаемые первого типа описывают изменение энергии сгустка с любым пространственным распределением заряда. Вклад в энергию остальных слагаемых в значительной степени определяется видом функции распределения частиц. Во втором приближении для среднего изменения энергии электрона, прошедшего через ондулятор, получим:

$$\overline{\mu}^{(2)} = \frac{\Omega^4}{2} \left[f_0(\mu_0) + f_2(\mu_0, \delta) \exp\left(-4\pi^2 z_c^2/\lambda_w^2\right) \right], \tag{7}$$

где $f_0(\mu_0) = \mu_0^{-3}(\mu_0 \sin \mu_0 + 2 \cos \mu_0 - 2)$; $f_2(\mu_0, \delta) = \mu_0^{-3}(\mu_0 - \sin \mu_0) \sin(\mu_0 + 2\delta)$. Зависимости $f_0(\mu_0)$, $f_2(\mu_0, \delta)$ представлены на рис. 2. Соотношения (5) и (7) позволяют вычислить энергию, теряемую электронным сгустком,движущимся через ондулятор в поле электромагнитной волны. Из рис. 1 и 2 видно, что при одной и той же расстройке по энергии в зависимости от протяженности сгустка и от сдвига нулевой начальной фазы волны относительно максимума функции распределения плотности δ, сгусток может как передавать энергию волне, так и увеличивать свою энергию за счет волны. В случае однородного пучка обмен энергией возникает лишь во втором приближении.

ЛИТЕРАТУРА

1. Коломенский А. А., Лебедев А. Н. Квантовая электроника, 5, 7 (1978).
2. Варфоломеев А. А. Лазеры на свободных электронах и перспективы их развития, изд. Института атомной энергии, М., 1980.
3. Федоров М. В. УФН, 135, 213 (1981).

Поступила в редакцию 24 февраля 1988 г.