

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ В ИЗЛУЧЕНИЕ ЛАЗЕРА  
НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ ПРИ МОДУЛЯЦИИ АМПЛИТУДЫ ПО-  
ПЕРЕЧНЫХ КОЛЕБАНИЙ ПУЧКА

А. В. Серов

УДК 621.378.325

Рассматривается взаимодействие поля волны в лазере на свободных электронах с электронным пучком, предварительно промодулированным по поперечным скоростям или координатам. Показано, что подбирая условия модуляции можно увеличить эффективность преобразования энергии пучка в излучение

При работе лазера на свободных электронах (ЛСЭ) имеет место модуляция начальных условий инжекции частиц в ондулятор, так как перед инжекцией пучок проходит в поле поляризованной электромагнитной волны. Под действием поля волны частицы приобретают дополнительную поперечную скорость, которая в случае линейной поляризации изменяется по величине, а в случае циркулярной поляризации — по направлению  $/I/$ . Это вызывает модуляцию углов инжекции и, следовательно, амплитуд усредненных поперечных колебаний частиц в ондуляторе. Поскольку поля волны и ондулятора неоднородны в поперечном направлении, частицы, имеющие различные амплитуды поперечных колебаний, взаимодействуют, в среднем, с различными по величине полями.

В настоящей работе рассматривается влияние модуляции амплитуды колебаний на преобразование энергии электронов в излучение ЛСЭ.

При малых полях волны поперечное движение частиц вблизи оси спирального ондулятора представляет собой гармоническое колебание описываемое выражением  $r = A \cos(\Omega_{\perp} t + \psi)$ , где  $\Omega_{\perp}$  — частота поперечных колебаний. Амплитуда  $A$  и фаза  $\psi$  определяются поперечной координатой  $r_0$  и скоростью  $\dot{r}_0$  в момент ин-

жекции:  $\Delta = [x_0^2 + (\dot{x}_0/\Omega_1)^2]^{1/2}$ ,  $\text{tg } \psi = -\dot{x}_0/\Omega_1 x_0$ . В том случае, когда зависимость поля волны от поперечных координат задается гауссовой функцией, фазовое уравнение имеет вид /2,3/

$$\ddot{\varphi} + \Omega^2 I_0(kr) \exp(-r^2/w^2) \sin \varphi = 0, \quad (1)$$

где  $\Omega$  - частота малых фазовых колебаний частиц, движущихся по оси ондулятора,  $I_0(kr)$  - модифицированная функция Бесселя,  $k = 2\pi/\lambda_0$ ,  $\lambda_0$  - шаг ондулятора,  $\varphi$  - фаза частицы,  $w$  - ширина луча лазера.

Пусть амплитуда поперечных колебаний модулируется по закону  $A = a + b \cos(\varphi_0 + \alpha)$ , где  $a$ ,  $b$  - постоянные,  $\varphi_0$  - начальная фаза,  $\alpha$  - сдвиг фазы модуляций. Если ввести переменные относительно времени  $\tau$  и относительной расстройки по энергии  $\mu$

$$\tau = ct/N\lambda_0, \quad \mu = 4\pi N(\gamma - \gamma_r)/\gamma_r, \quad (2)$$

где  $N$  - число периодов ондулятора,  $\gamma_r$  - резонансная энергия электрона (в единицах  $mc^2$ ), и ограничиться в разложениях полей только членами пропорциональными  $r^2$ , то фазовое уравнение (1) можно записать в виде

$$\begin{cases} \dot{\mu} = -\Omega_\tau^2 \sin(\varphi_0 + \varphi) + \Omega_\tau^2 \left( \frac{1}{w^2} - \frac{\pi^2}{\lambda_0^2} \right) A^2 \cos^2(\Theta\tau + \psi) \sin(\varphi_0 + \varphi), \\ \dot{\varphi} = \mu, \end{cases} \quad (3)$$

где  $\Omega_\tau = \Omega N \lambda_0 / c$ ;  $\Theta = \Omega_1 N \lambda_0 / c = 2\pi L_0 / \lambda_n$ ;  $L = N \lambda_0$ ;  $\lambda_n = \Omega_1 / 2\pi c$ . В первом уравнении системы (3) второй член в правой части описывает влияние амплитуды поперечных колебаний и неоднородности полей волны и ондулятора на фазовое движение. Следует заметить, что неоднородность поля ондулятора приводит к поперечной фокусировке частиц пучка, а неоднородность поля волны - к дефокусировке /2,3/.

При малых полях волны, когда еще не сказываются эффекты насыщения, систему (3) можно решать, используя разложение по параметру малости  $\Omega_\tau^2 \ll 1$  /4,5/. В первом приближении интегрирование и учет начальных условий дает для энергетического распределения электронов следующее выражение

$$\mu = \frac{\Omega^2}{\mu_0} [\cos(\varphi_0 + \mu_0 \tau) - \cos \varphi_0] - \frac{\Omega^2}{2\mu_0} \left( \frac{1}{w^2} - \frac{\pi^2}{\lambda_0^2} \right) \Delta^2 [\cos(\varphi_0 + \mu_0 \tau) - \cos \varphi_0 + \frac{1}{2} \frac{\cos(2\theta \tau + \mu_0 \tau + 2\psi + \varphi_0) - \cos(2\psi + \varphi_0)}{1 + 2\theta/\mu_0} + \frac{1}{2} \times (4) \\ \times \frac{\cos(2\theta \tau - \mu_0 \tau + 2\psi - \varphi_0) - \cos(2\psi - \varphi_0)}{1 - 2\theta/\mu_0}],$$

где  $\mu_0$  - начальное значение расстройки по энергии. При постоянной амплитуде поперечных колебаний, усреднение по начальным фазам  $\varphi_0$  выражения (4) дает ноль, т.е. в первом приближении электромагнитная волна в среднем не приобретает энергии за счет электронов и не передает ее им. Ненулевое изменение энергии электронов возникает только во втором приближении по  $\Omega^2/\tau^2$  /4,5/.

В случае модуляции амплитуды поперечных колебаний, усреднение (4) приводит к выражению

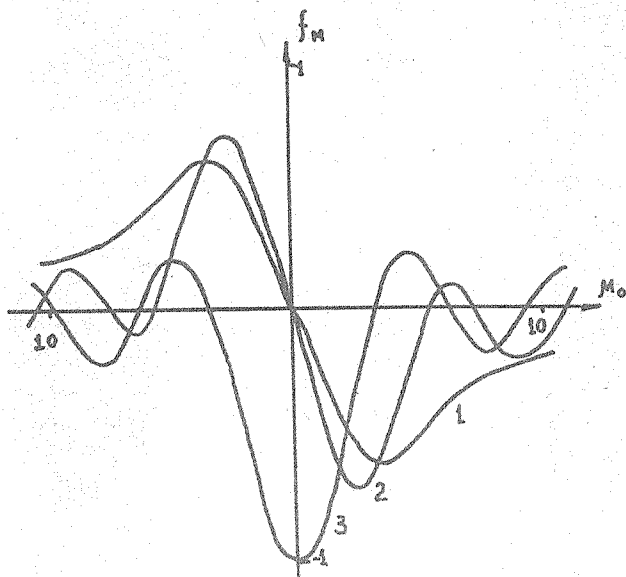
$$\left\langle \frac{\Delta \gamma}{\gamma} \right\rangle_M = \frac{\pi^2}{2} \left( \frac{\Omega \lambda_0}{2\pi c} \right)^2 N \left( \frac{1}{w^2} - \frac{\pi^2}{\lambda_0^2} \right) \text{abf}_M(\mu_0), \quad (5)$$

где

$$f_M(\mu_0) = [\cos(\mu_0 - \alpha) - \cos \alpha] \mu_0^{-1} + 0,5 [\cos(2\theta + \mu_0 + 2\psi - \alpha) - \cos(2\psi - \alpha)] (\mu_0 + 2\theta)^{-1} + 0,5 [\cos(2\theta - \mu_0 + 2\psi + \alpha) - \cos(2\psi + \alpha)] (\mu_0 - 2\theta)^{-1}.$$

На рис. I показана функция  $f_M(\mu_0)$  при различных отношениях длины модулятора  $L_0$  к длине пространственного периода поперечных колебаний  $\lambda_D$  и при различных сдвигах фазы модуляций.

Таким образом, в случае модуляции начальных условий инжекции среднее изменение энергии обнаруживается уже в первом приближении, хотя, в принципе, это изменение может быть меньше вычисляемого во втором приближении. Это объясняется тем, что величина  $\langle \Delta \gamma / \gamma \rangle_M$  зависит от параметров модуляции  $a$ ,  $b$ ,  $\alpha$ . Если модуляция амплитуды осуществляется только за счет модуляции углом волны угла инжекции в модулятор, то  $a = v_{10}/\Omega_1$ ,  $b = v_{1b}/\Omega_1$ , где  $v_{1b} = eE_b \lambda_b / 2\pi m \omega$  - поперечная скорость, которую частица приобретает под действием поля волны,  $v_{10}$  - поперечная скорость



Р и с. I. Зависимость изменения средней энергии пучка от расстройки для  $\psi = 0$  1)  $\alpha = 0$ ,  $L_0/\lambda_D = 0,5$ ; 2)  $\alpha = 0$ ,  $L_0/\lambda_D = 2,5$ ; 3)  $\alpha = -90^\circ$ ,  $L_0/\lambda_D = 2,5$

частицы при нулевом поле волны. При  $\psi_{10} = 0$  модуляция не изменяет эффективность взаимодействия пучка с волной, т.е. если без волны пучок движется вдоль оси ондулятора, то в поле волны среднее изменение энергии обнаруживается во втором приближении. При движении пучка без волны под углом к оси ондулятора модуляция будет изменять потери энергии. Причем при данной расстройке по энергии  $\mu_0$  в зависимости от фазы  $\alpha$  пучок может или терять или приобретать энергию (см. рис. I).

Для того, чтобы увеличить величину  $\Delta \mu$  модуляцию амплитуд можно осуществлять специально путем изменения начальных поперечных координат при инжекции. Для этого траекторию электронного пучка нужно формировать так, чтобы он часть своего пути  $l \leq \lambda_0$  проходил только в поле поляризованной волны (например, пересекал лазерный луч под некоторым углом). При этом электроны бу-

дуг промодулированы по поперечной скорости. Затем, перед инжекцией в осциллятор, в дрейфовом пространстве свободном от электромагнитных полей модуляция по поперечной скорости преобразуется в модуляцию по поперечной координате. Такой способ, при соответствующем подборе длины дрейфового пространства, позволяет значительно увеличить эффективность преобразования энергии электронов в излучение.

Поступила в редакцию  
7 января 1983 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Теория поля, "Наука", М., 1967 г.
2. А. В. Серов, Препринт ФИАН № 63, М., 1982 г.
3. А. В. Серов, ИТФ, 52, 4, 813 (1982).
4. А. А. Коломенский, А. Н. Лебедев, Квантовая электроника, 5, в. 7, 1543 (1978).
5. А. А. Варфоломеев, Лазеры на свободных электронах и перспективы их развития, изд. ИАЭ им. И. В. Курчатова, М., 1980 г.