

# ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ОБЪЕМНОГО ЛАЗЕРА НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ С СЕТОЧНЫМ РЕЗОНАТОРОМ С ПЕРЕМЕННЫМИ ПАРАМЕТРАМИ

**В. Г. Барышевский, А. А. Гуринович**

Рассмотрены электродинамические свойства и генерация излучения в объемном лазере на свободных электронах с сеточным резонатором (сеточным фотонным кристаллом) с изменяющимися в пространстве параметрами. Получены уравнения, описывающие генерацию излучения в объемном лазере на свободных электронах с сеточным резонатором. Показано, что использование фотонного кристалла с переменным периодом увеличивает интенсивность излучения и позволяет создать динамический вигглер с переменным периодом. Это позволяет создать двухкаскадный ЛСЭ с переменными параметрами, эффективность которого может быть значительно выше, чем эффективность обычного ЛСЭ.

## 1. Введение

Дифракционное излучение [1] в периодических структурах лежит в основе работы лампы бегущей волны (ЛБВ) [2, 3], лампы обратной волны (ЛОВ) и таких устройств, как смит-парселовский лазер [4–6] и объемный лазер на свободных электронах [7–10].

Объемный лазер на свободных электронах (ОЛСЭ) – это генератор излучения, использующий неоднородную распределенную обратную связь, создаваемую брэгговскими дифракционными решетками или фотонным кристаллом.

Один из типов ОЛСЭ [11] может быть создан на основе объемного сеточного резонатора (сеточного фотонного кристалла), который образован периодически натянутыми диэлектрическими или металлическими нитями [1, 12, 13, 15].

В настоящей статье рассмотрены электродинамические свойства и генерация излучения в объемном лазере на свободных электронах с сеточным резонатором (сеточным фотонным кристаллом) с изменяющимися в пространстве параметрами.

Получены уравнения, описывающие генерацию излучения в объемном лазере на свободных электронах с сеточным резонатором. Показано, что использование фотонного кристалла с переменным периодом увеличивает интенсивность излучения и позволяет создать динамический вигглер с переменным периодом. Это позволяет создать двухкаскадный ЛСЭ с переменными параметрами, эффективность которого может быть значительно выше, чем эффективность обычного ЛСЭ.

## 2. Теория генерации в ОЛСЭ с фотонным кристаллом с переменным периодом

Уравнения, описывающие генерацию ОЛСЭ с фотонным кристаллом (рис. 1), можно получить, рассмотрев систему уравнений Максвелла и уравнений движения для частицы в электромагнитном поле:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{H} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \vec{j}, \operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \\ \operatorname{div} \vec{D} &= 4\pi\rho, \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{j} = 0, \end{aligned} \quad (1)$$

здесь  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  – электрическое и магнитное поля,  $\vec{j}$  и  $\rho$  – плотность тока и заряда, электромагнитная индукция  $D_i(\vec{r}, t') = \int \varepsilon_{il}(\vec{r}, t-t') E_l(\vec{r}, t') dt'$  и, следовательно,  $D_i(\vec{r}, \omega) = \varepsilon_{il}(\vec{r}, \omega) E_l(\vec{r}, \omega)$ , индексы  $i, l = 1, 2, 3$  соответствуют осям  $x, y, z$ .

Плотность тока и заряда определяются выражениями:

$$\vec{j}(\vec{r}, t) = e \sum_{\alpha} \vec{v}_{\alpha}(t) \delta(\vec{r} - \vec{r}_{\alpha}(t)), \quad \rho(\vec{r}, t) = e \sum_{\alpha} \delta(\vec{r} - \vec{r}_{\alpha}(t)),$$

где  $e$  – заряд электрона,  $\vec{v}_{\alpha}$  – скорость частицы  $\alpha$  ( $\alpha$  нумерует частицы пучка);

$$\frac{d\vec{v}_{\alpha}}{dt} = \frac{e}{m\gamma_{\alpha}} \left\{ \vec{E}(\vec{r}_{\alpha}, t) + \frac{1}{c} [\vec{v}_{\alpha} \times \vec{H}(\vec{r}_{\alpha}, t)] - \frac{\vec{v}_{\alpha}}{c^2} (\vec{v}_{\alpha} \vec{E}(\vec{r}_{\alpha}, t)) \right\},$$

здесь  $\gamma_{\alpha} = (1 - \frac{v_{\alpha}^2}{c^2})^{-\frac{1}{2}}$  – Лоренц-фактор,  $\vec{E}(\vec{r}_{\alpha}, t)$  и  $\vec{H}(\vec{r}_{\alpha}, t)$  – электрическое и магнитное поля в точке, где находится частица  $\alpha$ ,  $\vec{r}_{\alpha} = \vec{r}_{\alpha}(t)$ .

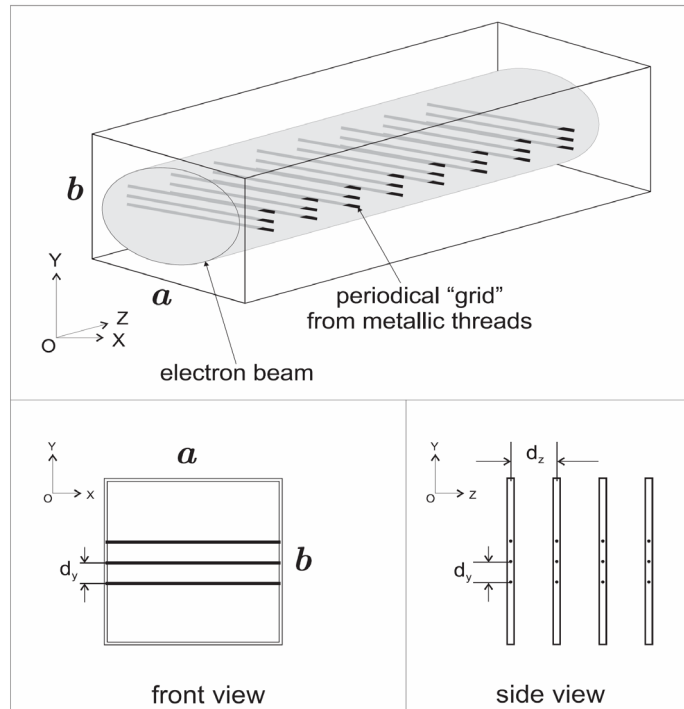


Рис. 1. Сеточный фотонный кристалл

Тензор диэлектрической проницаемости можно записать в виде  $\hat{\varepsilon}(\vec{r}) = 1 + \hat{\chi}(\vec{r})$ , где  $\hat{\chi}(\vec{r})$  – диэлектрическая восприимчивость. При  $\hat{\chi} \ll 1$  систему (1) можно записать:

$$\Delta \vec{E}(\vec{r}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int \hat{\varepsilon}(\vec{r}, t - t') \vec{E}(\vec{r}, t') dt' = 4\pi \left( \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{j}(\vec{r}, t)}{\partial t} + \vec{\nabla} \rho(\vec{r}, t) \right). \quad (2)$$

Для идеальной дифракционной решетки  $\hat{\chi}(\vec{r}) = \sum_{\tau} \hat{\chi}_{\tau}(\vec{r}) e^{i\vec{r}\vec{\tau}}$ , где  $\vec{\tau}$  – вектор обратной решетки [16, 17].

Пусть период дифракционной решетки (фотонного кристалла) плавно меняется на расстоянии, значительно превосходящем период дифракционной решетки (фотонного кристалла). В этом случае удобно представить восприимчивость  $\hat{\chi}(\vec{r})$  в форме, в которой ее используют в теории дифракции рентгеновских лучей в искаженных кристаллах [18]:

$$\hat{\chi}(\vec{r}) = \sum_{\tau} e^{i\Phi_{\tau}(\vec{r})} \hat{\chi}_{\tau}(\vec{r}), \quad (3)$$

где  $\Phi_{\tau}(\vec{r}) = \int \vec{\tau}(\vec{r}') d\vec{l}'$ ,  $\vec{\tau}(\vec{r}')$  – вектор обратной решетки вблизи точки  $\vec{r}'$ . Выражения для восприимчивости  $\hat{\chi}$  сеточного фотонного кристалла получены в [1, 12]:

$$\chi_{\parallel(\perp)} = \frac{4\pi}{\Omega_2 k^2} \frac{A_{0\parallel(\perp)}}{1 + i\pi A_{0\parallel(\perp)} - 2CA_{0\parallel(\perp)}}, \quad (4)$$

символы  $\parallel$  и  $\perp$  обозначают волны с поляризацией параллельной и перпендикулярной оси нитей, образующих сеточный фотонный кристалл соответственно.  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число;  $R$  – радиус нити;  $C = 0.5772$  – постоянная Эйлера;  $\Omega_2 = d_y \cdot d_z$ , где  $d_y$  и  $d_z$  – периоды фотонного кристалла вдоль осей  $y$  и  $z$  соответственно. Значения  $A_{0(\parallel)}$  и  $A_{0(\perp)}$  для нитей с конечной проводимостью получены в работе [1]:

$$A_{0(\parallel)} = \frac{i}{\pi} \frac{J_0(k_t R) J_0'(kR) - \sqrt{\varepsilon_t} J_0'(k_t R) J_0(kR)}{J_0(k_t R) H_0^{(1)'}(kR) - \sqrt{\varepsilon_t} J_0'(k_t R) H_0^{(1)}(kR)},$$

$$A_{0(\perp)} = \frac{i}{\pi} \frac{J_0(k_t R) J_0'(kR) - \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_t}} J_0'(k_t R) J_0(kR)}{J_0(k_t R) H_0^{(1)'}(kR) - \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_t}} J_0'(k_t R) H_0^{(1)}(kR)},$$

где  $\varepsilon_t$  – диэлектрическая проницаемость материала нити,  $k_t = \sqrt{\varepsilon_t} k$ ,  $H_0^{(1)}$  – функция Ханкеля нулевого порядка,  $J_0$  и  $J_0'$  – функции Бесселя и их производные.

В рассматриваемом случае, в отличие от теории дифракции рентгеновских лучей,  $\hat{\chi}_{\tau}$  зависит от  $\vec{r}$  благодаря тому, что выражение для  $\hat{\chi}_{\tau}$  зависит от объема элементарной решетки  $\Omega_2$  фотонного кристалла, который, в отличие от случая естественного кристалла, может существенно меняться в пространстве. Следует напомнить, что для идеального кристалла без искажений, волна,

распространяющаяся в кристалле, может быть представлена в виде суперпозиции плоских волн:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \sum_{\vec{\tau}=0}^{\infty} \vec{A}_{\vec{\tau}} e^{i(\vec{k}_{\vec{\tau}} \vec{r} - \omega t)}, \quad (5)$$

где  $\vec{k}_{\vec{\tau}} = \vec{k} + \vec{\tau}$ .

В рассматриваемом случае решение (2) можно записать в виде (сравните с [18]):

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \text{Re} \left\{ \sum_{\vec{\tau}=0}^{\infty} \vec{A}_{\vec{\tau}} e^{i(\phi_{\vec{\tau}}(\vec{r}) - \omega t)} \right\}, \quad (6)$$

где  $\phi_{\vec{\tau}}(\vec{r}) = \int_0^{\vec{r}} k(\vec{r}') d\vec{l}' + \Phi_{\vec{\tau}}(\vec{r})$  и  $k(\vec{r})$  могут быть найдены как решения дисперсионного уравнения вблизи точки с координатами  $\vec{r}$ , интегрирование ведется по квазиклассической траектории, которая описывает движение волнового пакета в фотонном кристалле с искажениями решетки.

Рассмотрим случай, когда все волны, участвующие в процессе дифракции, лежат в одной плоскости (двухволновая дифракция, многоволновая дифракция [17, 16]), т. е. все вектора обратной решетки  $\vec{\tau}$  компланарны. Пусть вектор поляризации волны ортогонален плоскости дифракции.

Запишем (6) в виде  $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{e} E(\vec{r}, t)$ , где

$$E(\vec{r}, t) = \text{Re} \left\{ \vec{A}_1 e^{i(\phi_1(\vec{r}) - \omega t)} + \vec{A}_2 e^{i(\phi_2(\vec{r}) - \omega t)} + \dots \right\}, \quad (7)$$

$$\phi_1(\vec{r}) = \int_0^{\vec{r}} \vec{k}_1(\vec{r}') d\vec{l}', \quad (8)$$

$$\phi_2(\vec{r}) = \int_0^{\vec{r}} \vec{k}_1(\vec{r}') d\vec{l}' + \int_0^{\vec{r}} \vec{\tau}(\vec{r}') d\vec{l}'. \quad (9)$$

Умножение (2) на  $\vec{e}$  дает

$$\Delta E(\vec{r}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int \hat{\varepsilon}(\vec{r}, t - t') E(\vec{r}, t') dt' = \quad (10)$$

$$= 4\pi \vec{e} \left( \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{j}(\vec{r}, t)}{\partial t} + \vec{\nabla} \rho(\vec{r}, t) \right). \quad (11)$$

Подставляя (7) в (11), можно получить

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} e^{i(\phi_1(\vec{r}) - \omega t)} [2i \vec{k}_1(\vec{r}) \vec{\nabla} A_1 + i \vec{\nabla} \vec{k}_1(\vec{r}) A_1 - k_1^2(\vec{r}) A_1 + \\ & + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_0(\omega, \vec{r}) A_1 + i \frac{1}{c^2} \frac{\partial \omega^2 \varepsilon_0(\omega, \vec{r})}{\partial \omega} \frac{\partial A_1}{\partial t} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{-\vec{\tau}}(\omega, \vec{r}) A_2 + \\ & + i \frac{1}{c^2} \frac{\partial \omega^2 \varepsilon_{-\vec{\tau}}(\omega, \vec{r})}{\partial \omega} \frac{\partial A_2}{\partial t}] + \text{сопряженные члены} = \\ & = 4\pi \vec{e} \left( \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{j}(\vec{r}, t)}{\partial t} + \vec{\nabla} \rho(\vec{r}, t) \right), \quad (12) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} e^{i(\phi_2(\vec{r}) - \omega t)} [2i \vec{k}_2(\vec{r}) \vec{\nabla} A_2 + i \vec{\nabla} \vec{k}_2(\vec{r}) A_2 - k_2^2(\vec{r}) A_2 + \\ & + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_0(\omega, \vec{r}) A_2 + i \frac{1}{c^2} \frac{\partial \omega^2 \varepsilon_0(\omega, \vec{r})}{\partial \omega} \frac{\partial A_2}{\partial t} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_z(\omega, \vec{r}) A_1 + \\ & + i \frac{1}{c^2} \frac{\partial \omega^2 \varepsilon_z(\omega, \vec{r})}{\partial \omega} \frac{\partial A_1}{\partial t}] + \text{сопряженные члены} = 4\pi \vec{e} \left( \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{j}(\vec{r}, t)}{\partial t} + \vec{\nabla} \rho(\vec{r}, t) \right), \end{aligned}$$

где  $\vec{k}_2(\vec{r}) = \vec{k}_1(\vec{r}) + \vec{\tau}$ ,  $\varepsilon_0(\omega, \vec{r}) = 1 + \chi_0(\vec{r})$  и использовано обозначение  $\chi_0(\vec{r}) = \chi_{\tau=0}(\vec{r})$ ,  $\varepsilon_z(\omega, \vec{r}) = \chi_\tau(\vec{r})$ . Заметим, что для численного анализа (12) при  $\chi_0 \ll 0$  удобно использовать  $\vec{k}_1(\vec{r})$  в виде  $\vec{k}_1(\vec{r}) = \vec{n} \sqrt{k^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \chi_0(\vec{r})}$ .

Пусть период решетки фотонного кристалла изменяется только вдоль одной оси и это ось  $z$ .

Рассмотрим правую часть (2) и примем во внимание, что микроскопические токи и плотности представимы в виде суммы членов, содержащих дельта-функции, следовательно, правая часть может быть записана в виде

$$\begin{aligned} & e^{-i(\vec{k}_\perp \vec{r}_\perp + \phi_z(z) - \omega t)} 4\pi \vec{e} \left( \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{j}(\vec{r}, t)}{\partial t} + \vec{\nabla} \rho(\vec{r}, t) \right) = \quad (13) \\ & = -\frac{4\pi i \omega e}{c^2} \vec{e} \sum_\alpha \vec{v}_\alpha(t) \delta(\vec{r} - \vec{r}_\alpha(t)) e^{-i(\vec{k}_\perp \vec{r}_\perp + \phi_z(z) - \omega t)} \theta(t - t_\alpha) \theta(T_\alpha - t), \end{aligned}$$

где  $t_\alpha$  – время влета частицы  $\alpha$  в резонатор,  $T_\alpha$  – время вылета частицы из резонатора,  $\theta$  – функции в (13) отражают тот факт, что в моменты времени, предшествующие  $t_\alpha$  и следующие за  $T_\alpha$ , частица  $\alpha$  не дает вклада в процесс.

Предположим, что для проводки электронного пучка через зону генерации используется сильное поле. Тогда задача становится одномерной (компоненты  $v_x$  и  $v_y$  подавлены). Усредняя правую часть (13) по положениям частицы в пучке, точкам влета частицы в резонатор  $r_{\perp 0\alpha}$  и времени влета частицы в резонатор  $t_\alpha$ , мы можем получить

$$\begin{aligned} & e^{-i(\vec{k}_\perp \vec{r}_\perp + \phi_z(z) - \omega t)} 4\pi \vec{e} \left( \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{j}(\vec{r}, t)}{\partial t} + \vec{\nabla} \rho(\vec{r}, t) \right) = \\ & = -\frac{4\pi i \omega \rho \mathcal{G}_1 u(t) e}{c^2} \frac{1}{S} \int d^2 \vec{r}_\perp \frac{1}{T} \int_0^t e^{-i(\phi_1(\vec{r}, \vec{r}_\perp, t, t_0) + \vec{k}_\perp \vec{r}_\perp - \omega t)} dt_0 = \quad (14) \\ & = -\frac{4\pi i \omega \rho \mathcal{G}_1 u(t) e}{c^2} \left\langle \left\langle e^{-i(\phi_1(\vec{r}, \vec{r}_\perp, t, t_0) + \vec{k}_\perp \vec{r}_\perp - \omega t)} dt_0 \right\rangle \right\rangle, \end{aligned}$$

где  $\rho$  – плотность электронного пучка,  $u(t)$  – средняя скорость электронов, зависящая от времени из-за потерь энергии на излучение,  $\mathcal{G}_1 = \sqrt{1 - \frac{\omega^2}{\beta^2 k_1^2 c^2}}$ ,

$\beta^2 = 1 - \frac{1}{\gamma^2}$ ,  $\langle \langle \dots \rangle \rangle$  означает усреднение по поперечной координате точки влета частицы в резонатор  $r_{\perp 0\alpha}$  и времени влета  $t_\alpha$ .

Согласно [19], процедуру усреднения в (14) можно упростить, рассматривая случайные фазы (они входят в (14) в виде разностей), обусловленные случайными значениями поперечной координаты и времени влета. Поэтому двойное интегрирование по  $d^2 \vec{r}_{\perp 0} dt_0$  можно заменить одиночным [19].

Система (12) в этом случае преобразуется к виду:

$$2ik_{1z}(z) \frac{\partial A_1}{\partial z} + i \frac{\partial k_{1z}(z)}{\partial z} A_1 - (k_{\perp 1}^2 + k_{1z}^2(z)) A_1 + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_0(\omega, z) A_1 + i \frac{1}{c^2} \frac{\partial \omega^2 \varepsilon_0(\omega, z)}{\partial \omega} \frac{\partial A_1}{\partial t} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{-\tau}(\omega, z) A_2 + i \frac{1}{c^2} \frac{\partial \omega^2 \varepsilon_{-\tau}(\omega, z)}{\partial \omega} \frac{\partial A_2}{\partial t} = i \frac{2\omega}{c^2} J_1(k_{1z}(z)), \quad (15)$$

$$2ik_{2z}(z) \frac{\partial A_2}{\partial z} + i \frac{\partial k_{2z}(z)}{\partial z} A_2 - (k_{\perp 2}^2 + k_{2z}^2(z)) A_2 + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_0(\omega, z) A_2 + i \frac{1}{c^2} \frac{\partial \omega^2 \varepsilon_0(\omega, z)}{\partial \omega} \frac{\partial A_2}{\partial t} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{\tau}(\omega, z) A_1 + i \frac{1}{c^2} \frac{\partial \omega^2 \varepsilon_{\tau}(\omega, z)}{\partial \omega} \frac{\partial A_1}{\partial t} = i \frac{2\omega}{c^2} J_2(k_{2z}(z)),$$

где токи  $J_1, J_2$  определяются выражениями

$$J_m = 2\pi j \mathcal{G}_m \int_0^{2\pi} \frac{2\pi - p}{8\pi^2} (e^{-i\phi_m(t, z, p)} + e^{-i\phi_m(t, z, -p)}) dp, \quad \mathcal{G}_m = \sqrt{1 - \frac{\omega^2}{\beta^2 k_m^2 c^2}}, \quad m=1, 2, \quad \beta^2 = 1 - \frac{1}{\gamma^2}, \quad (16)$$

$j = en_0 v$  – плотность тока,  $A_1 \equiv A_{\tau=0}$ ,  $A_2 \equiv A_{\tau}$ ,  $\vec{k}_1 = \vec{k}_{\tau=0}$ ,  $\vec{k}_2 = \vec{k}_1 + \vec{\tau}$ . Выражения для  $J_1$  для  $k_1$  независимых от  $z$  были получены в работе [19].

Если в процессе дифракции участвуют больше двух волн, то система уравнений (15) должна быть дополнена уравнениями для  $A_m$ , имеющими вид, подобный  $A_1$  и  $A_2$ .

Получим теперь уравнение для фазы. Из выражений (8, 9) следует, что

$$\frac{d^2 \phi_m}{dz^2} + \frac{1}{v} \frac{dv}{dz} \frac{d\phi_m}{dz} = \frac{dk_m}{dz} + \frac{k_m}{v^2} \frac{d^2 z}{dt^2}. \quad (17)$$

Введем новую функцию  $C(z)$  таким образом, что

$$\frac{d\phi_m}{dz} = C_m(z) e^{-\int_0^z \frac{1}{v} \frac{dv}{dz'} dz'} = \frac{v_0}{v(z)} C_m(z), \quad (18)$$

$$\phi_m(z) = \phi_m(0) + \int_0^z \frac{v_0}{v(z')} C_m(z') dz'.$$

Тогда

$$\frac{dC_m(z)}{dz} = \frac{v(z)}{v_0} \left( \frac{dk_m}{dz} + \frac{k_m}{v^2} \frac{d^2 z}{dt^2} \right). \quad (19)$$

В одномерном случае уравнение движения можно записать:

$$\frac{d^2 z_\alpha}{dt^2} = \frac{e\mathcal{G}}{m\gamma(z_\alpha, t, p)} \operatorname{Re} E(z_\alpha, t), \quad (20)$$

следовательно,

$$\begin{aligned} \frac{dC_m(z)}{dz} &= \frac{v(z)}{v_0} \frac{dk_m}{dz} + \\ &+ \frac{k_m}{v_0 v(z)} \frac{e\mathcal{G}_m}{m\gamma^3(z, t(z), p)} \operatorname{Re} \{ A_m(z, t(z)) e^{i\phi_m(z, t(z), p)} \}, \\ \frac{d\phi_m(t, z, p)}{dz} \Big|_{z=0} &= k_{mz} - \frac{\omega}{v}, \quad \phi_m(t, z, p) \Big|_{z=0} = p, \end{aligned} \quad (21)$$

$$A_1|_{z=L} = E_1^0, \quad A_2|_{z=L} = E_2^0, \quad A_m|_{t=0} = 0, \quad m = 1, 2, \quad t > 0, \quad z \in [0, L], \quad p \in [-2\pi, 2\pi],$$

$L$  – длина фотонного кристалла.

Эти уравнения должны быть дополнены уравнениями для  $\gamma(z, p)$ . Хорошо известно, что

$$mc^2 \frac{d\gamma}{dt} = e\vec{v}\vec{E}. \quad (22)$$

Следовательно,

$$\frac{d\gamma(z, t(z), p)}{dz} = \sum_l \frac{e\mathcal{G}_l}{mc^2} \operatorname{Re} \left\{ \sum_l A_l(z, t(z)) e^{i\phi_l(z, t(z), p)} \right\}.$$

Уравнения (15, 18, 21, 22) позволяет описать процесс генерации в ЛСЭ с переменными параметрами фотонного кристалла. Анализ системы (21) может быть упрощен заменой  $\gamma(z, t(z), p)$  его значением, усредненным по начальной фазе

$$\langle \gamma(z, t(z)) \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \gamma(z, t(z), p) dp.$$

Следует заметить, что закон изменения параметров может быть как плавный, так и ступенчатый. Анализ такой системы показывает, что ее эффективность существенно превосходит эффективность системы с постоянными параметрами. Применение фотонных кристаллов позволяет создать разные конструкции ОЛСЭ (рис. 2).

Следует заметить, что в ЛСЭ (ЛБВ, ЛОВ) с резонатором (дифракционной решеткой, фотонным кристаллом), параметры которого меняются по длине (например, вдоль оси  $z$ ), возникает электромагнитная волна с зависящим от  $z$  пространственным периодом (см. (6)). Это означает, что в резонаторе образуется динамический ондулятор с зависящим от  $z$  периодом. Хорошо известно, что такой ондулятор может существенно увеличить эффективность ондуляторного ЛСЭ. Предлагаемый динамический ондулятор с изменяющимся по длине периодом может использоваться для создания двухкаскадного ЛСЭ, который заметно эффективнее обычных систем. Более того, период динамического ондулятора

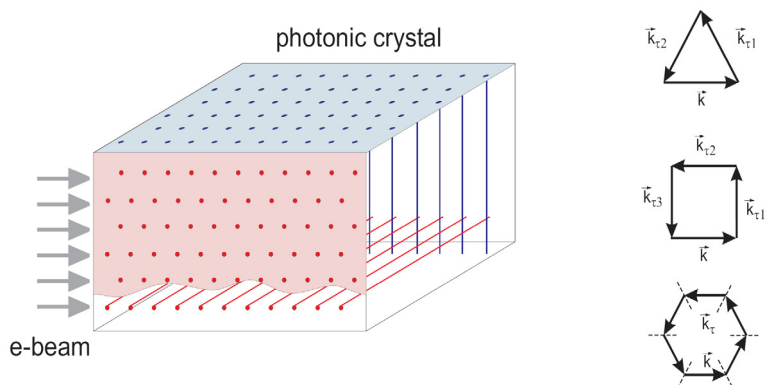


Рис. 2. Пример фотонного кристалла с расположением нитей, обеспечивающим многоволновую распределенную обратную связь. Нити расположены так, чтобы связать несколько (три, четыре, шесть, ....) волн, возникающих в результате дифракции, и в вертикальной и в горизонтальной плоскостях. Электронный пучок занимает весь объем кристалла

может быть заметно меньше, чем это возможно сделать в обычных ондуляторах. К тому же, благодаря зависимости фазовой скорости электро-магнитной волны от времени, в предлагаемой системе возможно сжатие импульса излучения.

### 3. Заключение

Рассмотрены электродинамические свойства и генерация излучения в объемном лазере на свободных электронах с сеточным резонатором (сеточным фотонным кристаллом) с изменяющимися в пространстве параметрами. Получены уравнения, описывающие генерацию излучения в объемном лазере на свободных электронах с сеточным резонатором. Показано, что использование фотонного кристалла с переменным периодом увеличивает интенсивность излучения и позволяет создать динамический вигглер с переменным периодом. Это позволяет создать двухкаскадный ЛСЭ с переменными параметрами, эффективность которого может быть значительно выше, чем эффективность обычного ЛСЭ.

### Литература

1. Болотовский Б. М., Воскресенский Г. В. // УФН. 1966. Т. 88. С. 209.
2. Kompfner R. // Wireless World. 1946. Vol. 52. P. 369.
3. Pierce R. // Proc. IRE. 1947. Vol. 35. P. 111.
4. Smith S. J, Purcell E. M. // Phys. Rev. 1953. Vol. 92. P. 1069.
5. Salisbury W. W. // US Patent 1953. 2,634,372; J. Opt. Soc. Am. 1970. Vol. 60. P. 1279.
6. Doucas G., Mulvey J. H. et al. // Phys. Rev. Lett. 1992. Vol. 69. P. 1761; Walsh J. E. // US Patent 1996. 5,790,585.
7. Baryshevsky V. G. // NIM A. 2000. Vol. 445. P. 281; LANL e-print archive physics/9806039.
8. Baryshevsky V. G., Batrakov K. G. et al. // NIM A. 2002. Vol. 483. P. 21.
9. Baryshevsky V. G., Batrakov K. G. et al. // NIM A. 2003. Vol. 507. P. 137.



10. *Granatstein V. L., Parker R. K., Armstrong C. M.* // Proc. IEEE. 1999. Vol. 87, №5.
11. *Baryshevsky V. G., Batrakov K. G.* et al. // NIM Vol. 393A. 1997. 71.
12. *Baryshevsky V. G., Gurinovich A. A.* // LANL e-print archive: physics/0409107
13. *Baryshevsky V. G., Batrakov K. G.* et al. // LANL e-print archive: physics/0409125.
14. *Baryshevsky V. G., Gurinovich A. A.* // NIM B. 2006. Vol. 252. P. 92.
15. *Baryshevsky V. G., Belous N. A.* et al. // LANL e-print arXiv: physics/0605122.
16. *James R. W.* The Optical Principles of Diffraction of X-Rays. 1982.
17. *Chang S.-L.* Multiple diffraction of x-rays in crystals. 1984.
18. *Takagi S.* // Acta Crystall. 1962. Vol. 15. P. 1311.
19. *Batrakov K. G., Sytova S. N.* // Comp. Math. Math. Phys. 2005. Vol. 45, № 4. P. 666.

## **ELECTRODYNAMICAL PROPERTIES OF A VOLUME FREE ELECTRON LASER WITH A "GRID" RESONATOR WITH VARIABLE PARAMETERS**

**V. G. Baryshevsky, A. A. Gurinovich**

The electrodynamic properties and lasing in Volume Free Electron Laser with a "grid" resonator ("grid" photonic crystal) with changing in space parameters are considered. The equations describing lasing of VFEL with such a resonator are obtained. It is shown that use of diffraction gratings (photonic crystal) with variable period increases radiation intensity and provide to create the dynamical wiggler with variable period. This makes possible to develop a double-cascaded FEL with variable parameters, which efficiency can be significantly higher than that of conventional system.