



МОДЕЛИ ОБЪЕМНЫХ ЛАЗЕРОВ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ*

С. Н. Сытова

С целью исследования нелинейной динамики проведен обзор различных моделей объемных лазеров на свободных электронах, включая модели пучков заряженных частиц при прохождении пространственно-периодических систем (фотонных кристаллов). При моделировании объемных лазеров на свободных электронах в СВЧ-диапазоне на основе фотонных кристаллов, выполненных из металлических нитей или фольг, показана необходимость учета дисперсии электромагнитных волн на нитях резонатора.

Ключевые слова: Математическое моделирование, нелинейная динамика, объемные лазеры на свободных электронах.

Введение

Объемный лазер на свободных электронах (ОЛСЭ) представляет собой вакуумный электронный прибор, работающий на излучении релятивистских электронов, движущихся в пространственно-периодической системе в синхронизме с одной или несколькими электромагнитными волнами, для которых выполняются условия дифракции Брэгга в резонаторе вблизи области пересечения корней дисперсионного уравнения, связывающего волновое число и частоту излучаемого в комптоновском режиме фотона.

Основные идеи и принципы функционирования ОЛСЭ, заключающиеся в радикальном изменении пороговых условий генерации (которые в свою очередь позволяют существенно уменьшить размеры генератора и снизить пороговый ток генерации), справедливые для всех частотных диапазонов и различных механизмов спонтанного излучения, были предложены в [1, 2] и далее развиты теоретически в [3–8]. Здесь была исследована линейная стадия развития неустойчивостей, возникающих при прохождении пучков релятивистских электронов через пространственно-периодическую систему (естественный и фотонный кристалл) в рентгеновском, оптическом и миллиметровом диапазонах длин волн и получены пространственные и

*Статья написана по материалам доклада на XV Зимней школе по электронике сверхвысоких частот и радиофизике, Саратов, Россия, 6–11 февраля 2012.

временные инкременты этих неустойчивостей. В 2001 г. впервые получена генерация индуцированного СВЧ-излучения ОЛСЭ в миллиметровом диапазоне [9]. Дальнейшие экспериментальные исследования ОЛСЭ [7, 10–12] проводятся в этом диапазоне с резонаторами, выполненными из металлических нитей или фольг.

Понятно, что ввиду сильной нелинейности теоретическое исследование динамики ОЛСЭ возможно только методами математического моделирования. В [13–21] было проведено успешное моделирование различных типов ОЛСЭ, изучены все основные особенности поведения электромагнитных полей и электронных пучков в системе, подтверждено существование закономерности радикального изменения пороговых условий ОЛСЭ [1, 2]. Были исследованы численно: пороги генерации как функция плотности тока пучка, длины мишени, факторов асимметрии дифракции для двух- и трехволновых ОЛСЭ; режим стимулированного усиления спонтанного излучения (SASE); ширина режима усиления как функция плотности тока пучка для двух- и трехволновых ОЛСЭ; электродинамическая картина нелинейной стадии работы ОЛСЭ с внешними зеркалами для различных коэффициентов отражения. В этих исследованиях было показано, что существует оптимальный набор параметров для эффективной генерации излучения в каждом из рассмотренных случаев. Получены пороги генерации для экспериментальных установок ОЛСЭ.

«Близкими родственниками» ОЛСЭ являются такие вакуумные электронные приборы, как лампы бегущей волны (ЛБВ), лампы обратной волны (ЛОВ), лазеры на свободных электронах (ЛСЭ), оротроны, многоволновые черенковские генераторы и др. [22–28]. Основа функционирования таких приборов заключается в излучении электронов, сгруппированных в сгустки и взаимодействующих в резонаторе либо ондуляторе с замедленными электромагнитными волнами.

Однако ни в одном из известных электронных приборов, кроме ОЛСЭ, не используется работа генератора в условиях, когда для электромагнитных волн выполняются условия дифракции Брэгга в резонаторе (пространственно-периодической системе) вблизи области пересечения корней дисперсионного уравнения.

Особенность ОЛСЭ – наличие объемной распределенной обратной связи (ОРОС), которая означает, что в результате динамической дифракции в области генерации формируются две (или более) сильно связанные электромагнитные волны в существенно неоднородной геометрии, когда волновые векторы проходящих и дифрагированных волн, а также вектор скорости электронов пучка расположены под углами друг к другу. В такой объемной системе при определенных условиях возникают моды, взаимодействующие с электронным пучком значительно более эффективно, чем в одномерной ситуации. Это связано с тем, что для параметров системы, находящихся вблизи точек пересечения корней дисперсионного уравнения, групповая скорость электромагнитной волны резко уменьшается. Излучение непрерывно переотражается на периодических плоскостях пространственно-периодической системы, задерживаясь таким образом в области взаимодействия электронного пучка с волной. В рентгеновской области в качестве такой системы используются естественные кристаллы [1–4], в остальных диапазонах – искусственные пространственно-периодические системы, которые можно объединить общим термином – фотонные кристаллы [6].

Еще одно преимущество ОЛСЭ – здесь наряду с ленточными могут использоваться релятивистские широкие в поперечном сечении электронные пучки, то есть

ОЛСЭ является сверхразмерной системой, когда поперечное сечение пучка много больше длины волны. Благодаря этому и ОРОС, взаимодействие электронного пучка с электромагнитным полем происходит более эффективно. В ОЛСЭ благодаря использованию трехмерной (двумерной) распределенной обратной связи, создаваемой пространственно-периодической системой (фотонным кристаллом), и больших поперечных размеров электронного пучка, его мощность и мощность генерируемой волны распределяется по большему объему, тем самым снижая локальную нагрузку на элементы. Фактически ОЛСЭ объединяет в себе достоинства ЛОВ и фазированных антенн.

Математические модели рассматриваемых вакуумных электронных приборов, в том числе ОЛСЭ, получаются из уравнений Максвелла и должны быть дополнены уравнениями движения для электронов. Динамику взаимодействия электронов с полем можно моделировать несколькими способами. Самые распространенные – метод крупных частиц [29, 30], гидродинамическое приближение [25, 31] и метод усреднения фаз электронов [25, 27, 32, 33], который хорошо известен и широко применяется для расчета ЛБВ, ЛОВ, ЛСЭ и др.

Нами в моделировании ОЛСЭ использовалось моделирование релятивистского электронного пучка в гидродинамическом приближении [13], в виде функций распределения [14, 15, 18] и с помощью метода усреднения фаз электронного пучка [16–21]. Гидродинамическое приближение, успешно примененное для моделирования ОЛСЭ в рентгеновском диапазоне, оказалось неэффективным в других диапазонах из-за грубости данного приближения. Моделирование электронного пучка функциями распределения было удачно осуществлено в оптическом диапазоне для поверхностной схемы ОЛСЭ и будет рассмотрено ниже. Вначале рассмотрим схемы ОЛСЭ с широким в поперечном сечении электронным пучком, моделируемым с помощью метода усреднения фаз. С помощью этого метода было выполнено моделирование ОЛСЭ в СВЧ-диапазоне.

1. Математические модели ОЛСЭ

Сначала для простоты рассмотрим двухволновые геометрии ОЛСЭ, когда в результате динамической дифракции в пространственно-периодической системе (фотонном кристалле) формируются две сильные электромагнитные волны.

На рис. 1 изображены ОЛСЭ с сеточным резонатором в цилиндрическом волноводе (*а*), рентгеновский ОЛСЭ с резонатором в виде естественного кристалла (*б*), ОЛСЭ на эффекте Смита–Парселла с ленточным пучком (*в*). В [6] было показано, что при моделировании последний случай сводится к двум предыдущим путем аккуратного вычисления коэффициентов разложения диэлектрической проницаемости среды в ряд по векторам обратной решетки. Экспериментальные исследования ОЛСЭ с сеточными и фольговыми резонаторами [11, 12], а также эксперименты с ленточным пучком [9, 10] в миллиметровом диапазоне длин волн полностью подтвердили основные идеи и принципы функционирования ОЛСЭ.

Таким образом, все эти случаи сводятся к следующей схеме ОЛСЭ (рис. 1, *г*). Пусть монохроматичный широкий релятивистский электронный пучок со скоростью u проходит через двух- или трехмерную пространственно-периодическую мишень

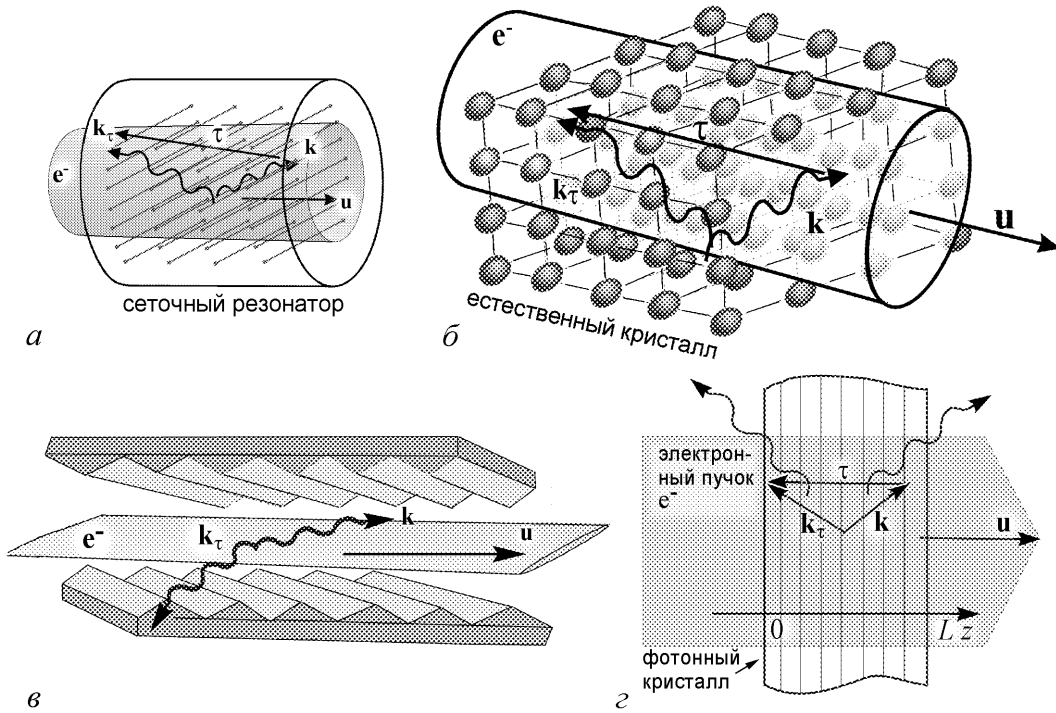


Рис. 1. ОЛСЭ на основе сеточного фотонного кристалла в цилиндрическом волноводе (а), рентгеновский ОЛСЭ с резонатором в виде естественного кристалла (б), ОЛСЭ на эффекте Смита-Парселла с ленточным пучком (в), двухволновая дифракция Брэгга в фотонном кристалле (з)

(резонатор или фотонный кристалл) длиной L . Электроны пучка начинают испускать спонтанное излучение, которое при одновременном выполнении условий дифракции

$$2\mathbf{k}\boldsymbol{\tau} + \boldsymbol{\tau}^2 \approx 0 \quad (1)$$

и условий синхронизма с проходящей волной с волновым вектором \mathbf{k}

$$|\omega - \mathbf{k}\mathbf{u}| = \delta\omega \approx 0 \quad (2)$$

преобразуется в коллективное параметрическое (квазичеренковское) излучение с частотой ω и волновыми векторами \mathbf{k} и $\mathbf{k}_\tau = \mathbf{k} + \boldsymbol{\tau}$, где $\boldsymbol{\tau}$ – вектор обратной решетки фотонного кристалла.

Математическая модель ОЛСЭ получается из уравнений Максвелла в приближении медленно меняющихся амплитуд. Для системы уравнений в общем случае многоволновой дифракции в ОЛСЭ для n волн решение нужно искать в виде

$$\mathbf{E} = \sum_{j=0}^{n-1} \mathbf{e} E_j e^{i(\mathbf{k}_j \mathbf{r} - \omega t)}, \quad (3)$$

где E_j – комплекснозначная амплитуда j -й волны, \mathbf{k}_j – ее волновой вектор. $\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}$. $\mathbf{k}_j = \mathbf{k} + \boldsymbol{\tau}_j$, $j = 1, \dots, n - 1$. $\boldsymbol{\tau}_j$ – векторы обратной решетки фотонного кристалла. \mathbf{e} – вектор поляризации электромагнитных волн.

Экспериментально многоволновая дифракция в рентгеновском диапазоне для случая четырех и восьми волн наблюдалась в [34, 35].

Вектор электрической индукции электромагнитного поля в фотонном кристалле \mathbf{D} представим в следующем виде [36]:

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) \approx \varepsilon(\mathbf{r}, \omega)\mathbf{E}(\mathbf{r}, t),$$

где $\varepsilon(\mathbf{r}, \omega) = \sum_{\tau} \varepsilon(\tau, \omega) \exp(-i\tau\mathbf{r})$, $\varepsilon(0, \omega) = 1 + \chi_0$, $\varepsilon(\tau, \omega) = \chi_{\tau}$, $\varepsilon(-\tau, \omega) = \chi_{-\tau}$. χ_0 , χ_{τ} , $\chi_{-\tau}$ – коэффициенты разложения диэлектрической проницаемости среды в ряд по векторам обратной решетки.

В [6] была показана необходимость учета дисперсии электромагнитных волн на фотонном кристалле, в частности, на нитях сеточного резонатора. Дисперсия зависит от материала и толщины нитей, периода их натяжения и других факторов. Вывод системы уравнений, описывающей ОЛСЭ, без учета дисперсии приводится в [16, 21]. С учетом дисперсии в двухволновом случае (см. рис. 1, з) система выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_0}{\partial t} \left(1 + \chi_0 + \frac{\omega}{2} \frac{\partial \chi_0}{\partial \omega}\right) + \frac{\partial E_1}{\partial t} \left(\chi_{-\tau} + \frac{\omega}{2} \frac{\partial \chi_{-\tau}}{\partial \omega}\right) + \gamma_0 c \frac{\partial E_0}{\partial z} + \\ + 0.5i \frac{\mathbf{k}^2 c^2 - \omega^2 \varepsilon^2}{\omega} E_0 - 0.5i \omega \chi_{\tau} E_1 = I, \\ \frac{\partial E_0}{\partial t} \left(\chi_{\tau} + \frac{\omega}{2} \frac{\partial \chi_{\tau}}{\partial \omega}\right) + \frac{\partial E_1}{\partial t} \left(1 + \chi_0 + \frac{\omega}{2} \frac{\partial \chi_0}{\partial \omega}\right) + \gamma_1 c \frac{\partial E_1}{\partial z} - \\ - 0.5i \omega \chi_{-\tau} E_0 + 0.5i \frac{\mathbf{k}_{\tau}^2 c^2 - \omega^2 \varepsilon^2}{\omega} E_1 = 0, \end{aligned} \quad (4)$$

$$I = \Phi \int_0^{2\pi} \frac{2\pi - p}{8\pi^2} \left(e^{-i\Theta(t, z, p)} + e^{-i\Theta(t, z, -p)} \right) dp, \quad (5)$$

$$\frac{\partial^2 \Theta(t, z, p)}{\partial z^2} = \Psi \left(k_z - \frac{\partial \Theta(t, z, p)}{\partial z} \right)^3 \operatorname{Re} \left(E_0(t - z/u, z) e^{i\Theta(t, z, p)} \right), \quad (6)$$

$$E_0|_{z=0} = E^0, \quad E_1|_{z=L} = 0, \quad E_0|_{t=0} = 0, \quad E_1|_{t=0} = 0, \quad (7)$$

$$\Theta(t, 0, p) = p, \quad \frac{\partial \Theta(t, 0, p)}{\partial z} = k_z - \omega/u, \quad (8)$$

где $t > 0$, $z \in [0, L]$, $p \in [-2\pi, 2\pi]$; $\Theta(t, z, p)$ описывает фазу электронов по отношению к электромагнитной волне, u – их скорость; k_z – проекция волнового вектора на ось z ; ω – частота; $\gamma_0 = (\mathbf{k}\mathbf{n})/k$ и $\gamma_1 = (\mathbf{k}_{\tau}\mathbf{n})/k$ – направляющие косинусы ОРОС, \mathbf{n} – нормаль к внешней стороне фотонного кристалла.

Вывод уравнения для фаз электронов пучка (6) приведен в [16, 21]. В [21] получен закон сохранения энергии в системе. Отметим, что, поскольку выражение для тока пучка получено усреднением по двум фазам – не только по моменту влета пучка в зону взаимодействия, как это делается в [25, 27] и др., но и по поперечной координате влета, и имеет, соответственно, более сложный вид, чем обычно используемый в литературе, это позволило учесть тонкие эффекты, связанные со взаимодействием пучка и электромагнитного поля в условиях ОРОС. Необходимость усреднения по координате влета связана с тем, что мы рассматриваем широкие по поперечному сечению электронные пучки.

Систему уравнений (4) можно переписать в обобщенном виде

$$\begin{aligned} (1 + a_{11}) \frac{\partial E_0}{\partial t} + a_{12} \frac{\partial E_1}{\partial t} + b_1 \frac{\partial E_0}{\partial z} + c_{11} E_0 + c_{12} E_1 &= I, \\ a_{21} \frac{\partial E_0}{\partial t} + (1 + a_{22}) \frac{\partial E_1}{\partial t} + b_2 \frac{\partial E_1}{\partial z} + c_{21} E_0 + c_{22} E_1 &= 0. \end{aligned} \quad (9)$$

Отличие данной системы от системы без дисперсии заключается в наличии членов $a_{12} \frac{\partial E_1}{\partial t}$ и $a_{21} \frac{\partial E_0}{\partial t}$, а также в отличии от нуля коэффициентов a_{11} и a_{22} . Величины коэффициентов a_{ij} могут варьироваться от пренебрежимо малых значений до величин, сравнимых с единицей. В последнем случае, очевидно, дисперсией в системе пренебрегать нельзя.

Начальные и граничные условия (7) записаны для случая генератора в так называемой геометрии Брэгга [36] (см. рис. 1, з). Другие возможные варианты этих условий, включая внешние зеркала, приводятся в [16].

Если провести нормировку системы (4)–(8), исключить дисперсию и дифракцию, отбросить зависимость фаз электронов от поперечной координаты влета электрона в фотонный кристалл, то она переходит в систему (13.20)–(13.22) [25], описывающую релятивистскую ЛОВ (карсинотрон).

2. Другие варианты ОЛСЭ

В [4] была предложена трехволновая геометрия ОЛСЭ в рентгеновском диапазоне и теоретически исследована ее линейная стадия. В [18, 19] были рассмотрены и промоделированы различные варианты трехволновых геометрий ОЛСЭ (рис. 2). Здесь τ_1 и τ_2 – векторы обратной решетки фотонного кристалла.

Понятно, что система уравнений для трехволнового ОЛСЭ [18] отличается от двухволнового наличием дополнительного дифференциального уравнения для второй дифрагированной волны и компонент дифракционной связи всех трех волн в каждом из этих уравнений. Аналогично предыдущему разделу можно учесть дисперсию в системе.

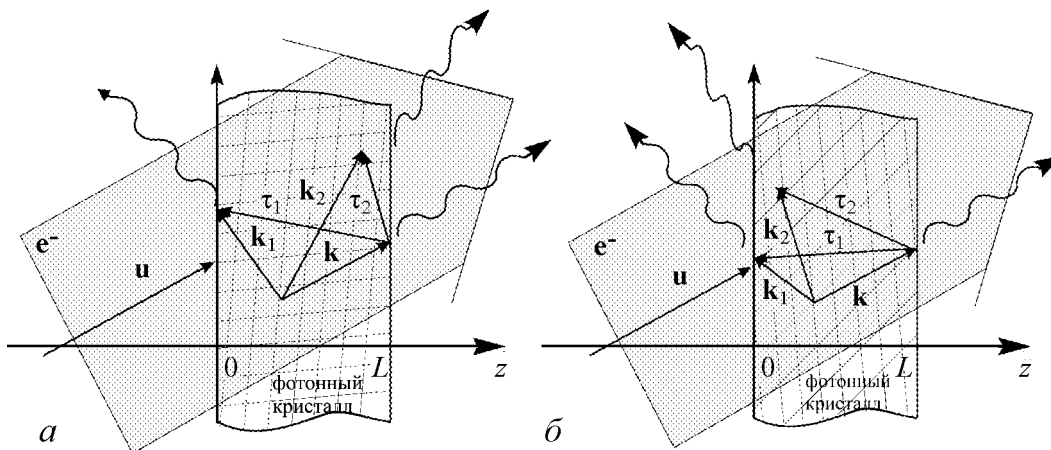


Рис. 2. Схема трехволнового ОЛСЭ в случае геометрии Брэгга–Лауэ (а) и Брэгга–Брэгга (б)

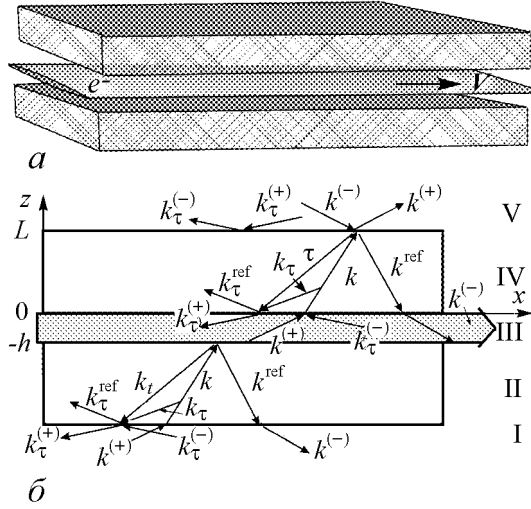


Рис. 3. Схема ОЛСЭ с объемной дифракционной решеткой (а) и схема поверхностного ОЛСЭ с ленточным пучком (б)

Рассмотрим теперь математическую модель поверхностного ОЛСЭ, изображенную на рис. 3. Если в предыдущих моделях электронный пучок находился в области дифракции электромагнитных волн в фотонном кристалле, то данная модель описывает тонкий ленточный пучок, движущийся в вакууме над поверхностью или в щели между двумя поверхностями объемной дифракционной решетки (фотонного кристалла). Идея и линейная теория данной модели была рассмотрена в [5] для оптического диапазона и промоделирована в [14, 18]. Здесь ОРОС также формируется вследствие динамической дифракции в фотонном кристалле.

Рассмотрим две пространственные координаты, z и x . На рис. 3, б области I и V есть вакуум, II и IV – фотонный кристалл, в области III летит электронный пучок. В каждой области рассматриваются по 4 волны – проходящая, дифрагированная и соответствующие им отраженные от границ области волны. Введем следующие волновые векторы: $\mathbf{k} = (\mathbf{k}_\perp, k_z)$, $\mathbf{k}^{\text{ref}} = (\mathbf{k}_\perp, -k_z)$, $\mathbf{k}^{(+)} = (\mathbf{k}_\perp, k_{z0})$, $\mathbf{k}^{(-)} = (\mathbf{k}_\perp, -k_{z0})$, $\mathbf{k}_\tau = (\mathbf{k}_\perp + \boldsymbol{\tau}_\perp, k_{\tau z})$, $\mathbf{k}_\tau^{\text{ref}} = (\mathbf{k}_\perp + \boldsymbol{\tau}_\perp, -k_{\tau z})$, $\mathbf{k}_\tau^{(+)} = (\mathbf{k}_\perp + \boldsymbol{\tau}_\perp, k_{\tau z0})$, $\mathbf{k}_\tau^{(-)} = (\mathbf{k}_\perp + \boldsymbol{\tau}_\perp, -k_{\tau z0})$, $k_z = (\varepsilon_0 \omega^2 / c^2 - k_x^2)^{1/2}$, $k_{z0} = (\omega^2 / c^2 - k_x^2)^{1/2}$, $k_{\tau z} = (\varepsilon_0 \omega^2 / c^2 - (k_x + \tau_x)^2)^{1/2}$, где $\varepsilon_0 = 1 + \chi_0$ – диэлектрическая проницаемость фотонного кристалла; $k_{\tau z0} = (\omega^2 / c^2 - (k_x + \tau_x)^2)^{1/2}$.

Условия брэгговской дифракции в фотонном кристалле имеют вид (1). Волновые векторы с индексами ref и (-) этим условиям не удовлетворяют и являются отраженными.

Система уравнений для поля записывается для каждой области следующим образом. В области III для волн с амплитудами E^\pm и волновыми векторами \mathbf{k}^\pm мы имеем:

$$\frac{\partial E^{(\pm)}}{\partial t} \pm \frac{k_z c^2}{\omega} \frac{\partial E^{(\pm)}}{\partial z} + \frac{k_x c^2}{\omega} \frac{\partial E^{(\pm)}}{\partial x} = -\frac{2\pi i}{\omega} \frac{\partial j^{(\pm)}}{\partial t} - 2\pi j^{(\pm)}. \quad (10)$$

где $j^{(\pm)}$ есть компоненты плотности тока электронного пучка.

В областях II и IV для волн с амплитудами E^{ref} и E_τ^{ref} и волновыми векторами \mathbf{k} и $\mathbf{k}_\tau^{\text{ref}}$, не удовлетворяющими условиям брэгговской дифракции (здесь мы опустим все лишние индексы для простоты), можно записать:

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{k_z c^2}{\omega \varepsilon_0} \frac{\partial E}{\partial z} + \frac{k_x c^2}{\omega \varepsilon_0} \frac{\partial E}{\partial x} = 0. \quad (11)$$

Здесь же для волн с амплитудами E и E_τ и волновыми векторами \mathbf{k} и \mathbf{k}_τ ,

удовлетворяющими условиям брэгговской дифракции, мы имеем:

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{k_z c^2}{\omega \varepsilon_0} \frac{\partial E}{\partial z} + \frac{k_x c^2}{\omega \varepsilon_0} \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{i(\mathbf{k}^2 - \omega^2/c^2 \varepsilon_0)}{2\omega \varepsilon_0} E + \frac{i\omega \chi_\tau}{2\varepsilon_0} E_\tau = 0, \quad (12)$$

$$\frac{\partial E_\tau}{\partial t} + \frac{k_{\tau z} c^2}{\omega \varepsilon_0} \frac{\partial E_\tau}{\partial z} + \frac{k_{\tau x} c^2}{\omega \varepsilon_0} \frac{\partial E_\tau}{\partial x} + \frac{i\omega \chi_\tau}{2\varepsilon_0} E + \frac{i(\mathbf{k}_\tau^2 - \omega^2/c^2 \varepsilon_0)}{2\omega \varepsilon_0} E_\tau = 0. \quad (13)$$

Таким образом, полная система уравнений, описывающая поверхностный ОЛСЭ (см. рис. 3), состоит из двух систем уравнений (12)–(13), четырех уравнений типа (11) и двух уравнений типа (10) плюс граничные условия, которые записываются на границах I–II, II–III, III–IV и IV–V и получаются из непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного поля. В обобщенном виде они выглядят следующим образом:

$$\mathbf{A} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mathbf{B} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} + \mathbf{C} \mathbf{E} = \mathbf{F}(x, t, \mathbf{E}^{(0)}, j^{(+)}, j^{(-)}),$$

где матрицы \mathbf{A} , \mathbf{B} и \mathbf{C} не являются диагональными, поскольку каждое граничное условие слева содержит амплитуды трех различных волн (включая две, удовлетворяющие брэгговским условиям) плюс справа внешние падающие волны $\mathbf{E}^{(0)}$. Либо в случае границ II–III и III–IV мы имеем комбинацию четырех волн и плотности тока пучка $j^{(\pm)}$.

Считаем, что электронный пучок находится в синхронизме с волнами, имеющими волновые векторы \mathbf{k}^\pm . Он задается следующей функцией:

$$f(z, x, v, t) = f_0 + f^{(0)} + \sum_{j=1}^2 (f_+^{(j)} \exp(i(\mathbf{k}^{(+)} \mathbf{r} - \omega t)) + f_-^{(j)} \exp(i(\mathbf{k}^{(-)} \mathbf{r} - \omega t))) + (\text{k.c.}),$$

где f_0 – невозмущенная функция распределения пучка. Кинетические уравнения для электронного пучка могут быть записаны в обобщенном виде

$$\frac{\partial \mathbf{F}}{\partial t} + v \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \mathcal{E}(\mathbf{E}) \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial v} + \mathbf{P} \mathbf{F} = \mathbf{D}(\mathbf{E}, f_0),$$

где $\mathbf{F} = (f^{(0)}, f_+^{(1)}, f_-^{(1)}, f_+^{(2)}, f_-^{(2)})^T$.

Начальные и граничные условия для $f^{(0)}$, $f_\pm^{(j)}$ полагаются равными нулю. Плотность тока пучка определяется стандартным образом

$$j^{(\pm)} = e \int v f_\pm^{(1)} dv.$$

3. Результаты численного моделирования

Методы для численного решения приведенных систем уравнений были разработаны в [14–16]. Проведенное математическое моделирование нелинейной стадии работы ОЛСЭ [16–21] подтвердило все основные физические закономерности и принципы работы ОЛСЭ. Численно получены все основные физические законы функционирования ОЛСЭ, включая пороговые условия генерации. Показано, что для

эффективной генерации существует оптимальный набор параметров ОЛСЭ. Получено хорошее совпадение с результатами экспериментальных исследований. Показано, что ОЛСЭ является динамической системой (для всех рассмотренных моделей и частотных диапазонов) с особенностями нелинейной динамики генерации, обусловленными нелокальной природой взаимодействия пучка электронов с электромагнитным полем в условиях дифракции.

В данной статье ограничимся только анализом влияния дисперсии электромагнитных волн в резонаторе на поведение решений. Рассматриваем решение системы (4)–(8) для данных эксперимента с сеточными резонаторами [12]. На рис. 4, 5 приводится сравнение результатов численного моделирования ОЛСЭ с учетом и без учета дисперсии. Здесь приведены кривые амплитуд электромагнитных волн на выходе из сеточного резонатора для разной толщины металлических нитей. Отличие от нуля коэффициентов a_{12} и a_{21} системы (4), а также от единицы коэффициентов a_{11} и a_{22} составляло 5% – нижние кривые на рис. 4, *a*, 7% – верхние кривые на рис. 4, *a* и 13% на рис. 4, *б*. При небольшом изменении геометрии (см. рис. 5) получается суще-

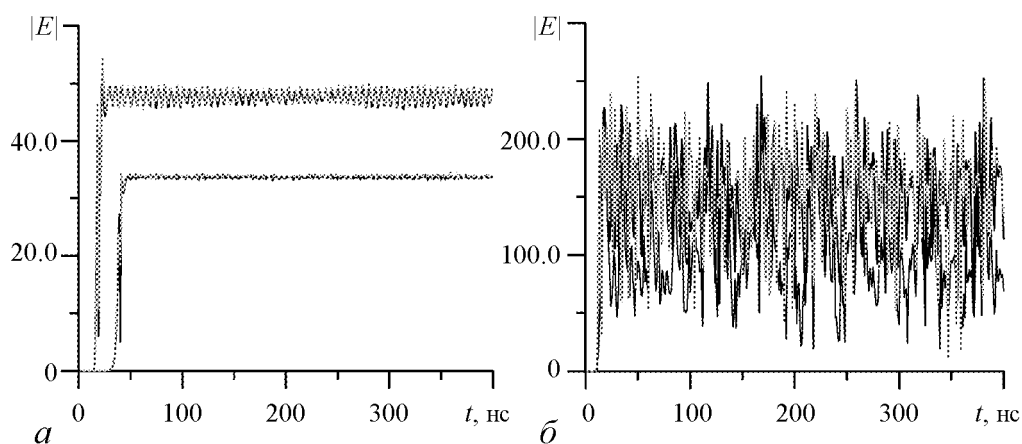


Рис. 4. Временная зависимость амплитуд проходящей волны для различной толщины нитей фотонного кристалла с учетом (черные линии) и без учета дисперсии (светло-серые линии)

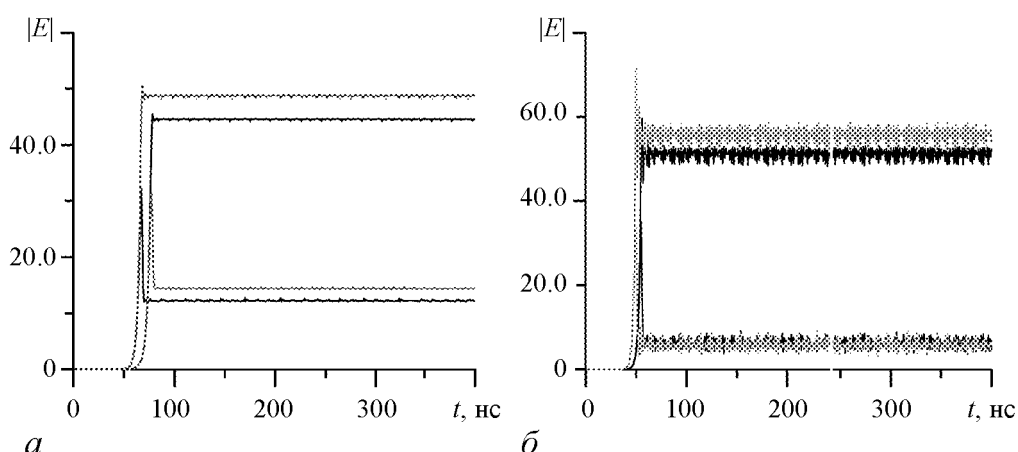


Рис. 5. Временная зависимость амплитуд проходящей и дифрагированной волн для различной толщины нитей фотонного кристалла с учетом (черные линии) и без учета дисперсии (светло-серые линии)

ственное различие по амплитуде проходящей (нижние кривые) и дифрагированной (верхние кривые) волн (рис. 5, *а*, отличие в коэффициентах – 11%) либо только для дифрагированной волны (рис. 5, *б*, отличие в коэффициентах – 14%). Все это говорит о том, что, хотя характер решения сохраняется, дисперсию электромагнитных волн в системе учитывать необходимо, особенно при исследовании различных хаотических режимов работы ОЛСЭ.

Выводы

Приведенный в данной статье обзор различных типов и соответствующих им математических моделей объемных лазеров на свободных электронах показал их отличие от других вакуумных электронных приборов. Исследование ОЛСЭ способствует созданию источников мощного излучения в различных диапазонах длин волн от рентгеновских вплоть до терагерцевых. Проведенное численное исследование влияния дисперсии электромагнитных волн в системе на результаты моделирования показало необходимость ее учета при теоретическом исследовании ОЛСЭ в СВЧ-диапазоне.

Автор выражает большую благодарность В.Г. Барышевскому за постоянное внимание к ее работе.

Библиографический список

1. *Baryshevsky V.G., Feranchuk I.D.* Parametric beam instability of relativistic charged particles in a crystal // *Phys. Lett. A.* 1984. Vol. 102. P. 141.
2. *Барышевский В.Г.* Поверхностное параметрическое излучение релятивистских частиц // Доклады АН СССР. 1988. Т. 299. С. 1363.
3. *Baryshevsky V.G., Batrakov K.G., Dubovskaya I.Ya.* Parametric (quasi-Cherenkov) X-ray free electron laser // *J. Phys. D.* 1991. Vol. 24. P. 1250.
4. *Baryshevsky V.G., Batrakov K.G., Dubovskaya I.Ya.* Formation of distributed feedback in an FEL under multiwave diffraction//*Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* 1995. Vol. A358. P. 493.
5. *Baryshevsky V.G., Batrakov K.G., Dubovskaya I.Ya., Sytova S.N.* Visible surface quasi-Cherenkov FEL. // *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* 1995. Vol. A358. P. 508.
6. *Baryshevsky V.G., Gurinovich A.A.* Spontaneous and induced parametric and Smith-Purcell radiation from electrons moving in a photonic crystal built from the metallic threads // *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* 2006. Vol. B252. P. 92.
7. *Baryshevsky V., Gurinovich A., Gurnevich E., Lobko A.* Generation of medical X-ray and THz beams of radiation using table-top accelerators // *Nuovo Cimento C.* 2011. Vol. 34(4). P. 199.
8. *Baryshevsky V.* Spontaneous and induced radiation by relativistic particles in natural and photonic crystals. Crystal X-ray lasers and volume free electron lasers (VFEL) //LANL eprint arXiv:physics/1101.0783v1[physics.acc-ph]. 199 p.
9. *Baryshevsky V.G., Batrakov K.G., Gurinovich A.A. et al.* First lasing of a volume FEL (VFEL) at a length range $\lambda \sim 4\text{-}6$ mm // *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* 2002. Vol. A483. P. 21.

10. *Baryshevsky V.G., Batrakov K.G., Evdokimov V.A. et al.* Experimental observation of radiation frequency tuning in «OLSE-10» prototype of volume free electron laser // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 2006. Vol. B252. P. 86.
11. *Baryshevsky V.G., Belous N. A., Gurinovich A.A. et al.* Experimental studies of Volume FELs with a photonic crystal // IEEE Conf. Publications. Proc. 35th Int. Conf. on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. IRMMWTHz 2010. September 5-9, 2010, Rome, Italy. 2 p.
12. *Baryshevsky V.G., Belous N.A., Gurinovich A.A. et al.* Experimental studies of volume FELs with a photonic crystal made of foils // Proc. 32 Int. Conf. FEL2010. 23-27 August 2010, Malmö, Sweden. ТНРВ18. P.632.
13. *Абрашин В.Н., Грубич А.О., Сытова С.Н.* Нелинейная стадия развития черенковской неустойчивости релятивистского электронного пучка // Математическое моделирование. 1991. Т.3, N 8. С.21.
14. *Сытова С.Н.* Численный метод решения гиперболической системы с особенностями // Дифференциальные уравнения. 1996. Т. 32. С. 986.
15. *Сытова С.Н.* Разностные методы в задачах моделирования объемных лазеров на свободных электронах // Дифференциальные уравнения. 2001. Т. 37. С. 976.
16. *Батраков К.Г., Сытова С.Н.* Моделирование объемных лазеров на свободных электронах // ЖВМ и МФ. 2005. Т. 45. С. 690.
17. *Batrakov K.G., Sytova S.N.* Nonlinear analysis of quasi-Cherenkov electron beam instability in VFEL (Volume Free Electron Laser) // Nonlinear Phenomena in Complex Systems. 2005. Vol. 8. P. 42.
18. *Batrakov K.G., Sytova S.N.* Dynamics of electron beam instabilities under conditions of multiwave distributed feedback // Nonlinear Phenomena in Complex Systems. 2005. Vol. 8. P. 359.
19. *Batrakov K., Sytova S.* Mathematical modeling of multiwave Volume Free Electron Laser: basic principles and numerical experiments // Mathematical modelling and analysis. 2006. Vol. 11. P. 13.
20. *Sytova S.* Some aspects of chaotic lasing in volume free electron lasers // Nonlinear Phenomena in Complex Systems. 2009. Vol. 12. P. 37-45.
21. *Сытова С.Н.* Хаос в объемных лазерах на свободных электронах // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2011. Т. 19. С.93.
22. *Benford J., Swegle J.A., Schamiloglu E.* High power microwaves, second edition. Taylor & Francis, New York, London. 2007.
23. *Roberson C.W., Sprangle P.* A Review of Free-Electron Laser // Phys. Fluids B. 1989. Vol. 1. P. 3
24. *Маршалл Т.* Лазеры на свободных электронах. М.: Мир, 1987.
25. *Трубецков Д.И., Храмов А.Е.* Лекции по СВЧ электронике для физиков. Т. 1. М.: Физматлит, 2003.
26. *Бугаев С.П., Канавец В.И., Кошелев В.И., Черепенин В.А.* Релятивистские многоволновые СВЧ генераторы. Новосибирск: Наука, 1991.
27. *Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А.* Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М.: Сов. Радио, 1973.
28. *Силин Р.А.* Периодические волноводы. М.: Фазис, 2002.

29. *Biedron S.G., Chae Y.C., Dejus R.J. et al.* Multidimensional free-electron laser simulation codes: A comparison study // *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* 2000. Vol. A445. P. 110.
30. *Reiche S.* Computation of FEL processes // *Proc. 2003 Particle Accelerator Conf.* 2003. P.203.
31. *Анфиногентов В.Г., Трубецков Д.И.* Хаотические колебания в гидродинамической модели диода Пирса // *Радиотехника и электроника.* 1992. Т. 37. С. 2251.
32. *Кузнецов С.П., Трубецков Д.И.* Нестационарные нелинейные явления при взаимодействии электронного потока, движущегося в скрещенных полях, с обратной электромагнитной волной // *Известия вузов. Радиофизика.* 1977. Т. 20, № 2. С.300
33. *Гинзбург Н.С., Кузнецов С.П., Федосеева Т.Н.* Теория переходных процессов в релятивистской ЛОВ // *Известия вузов. Радиофизика.* 1978. Т. 21. С.1037.
34. *Afanasenko V.P., Baryshevsky V.G., Gradovsky O.T. et al.* Detection of parametric X-ray radiation of a GaAs monocrystal // *Phys. Lett.* 1989. Vol. A141. P. 311.
35. *Афанасенко В.П., Барышевский В.Г., Гацуха С.В. и др.* Обнаружение аномалии в угловом распределении параметрического рентгеновского излучения // *Письма в ЖЭТФ.* 1990. Т. 51. С.213.
36. *Пинскер З.Г.* Рентгеновская кристаллооптика. М.: Наука, 1982.

*Институт ядерных проблем
Белгосуниверситета,
Республика Беларусь*

*Поступила в редакцию 30.04.2012
После доработки 6.08.2012*

MODELS OF VOLUME FREE ELECTRON LASERS

S. N. Sytova

Several mathematical models of volume free electron lasers are described with the aim of investigation of their nonlinear dynamics. This review includes models of beams of charged particles moving through spatially-periodic systems (photonic crystals). In simulation of volume free electron lasers on the base of photonic crystals made from metallic threads or foils working in the microwave range it was shown the necessity of taking into account dispersion of electromagnetic waves on resonator threads.

Keywords: Mathematical modelling, nonlinear dynamics, volume free electron lasers.



Сытова Светлана Николаевна – родилась в Минске в 1965 году. Окончила факультет прикладной математики Белорусского государственного университета (1987), кандидат физико-математических наук (1997). Ученый секретарь Института ядерных проблем Белгосуниверситета. Область научных интересов – математическое моделирование процессов излучения в различных типах генераторов электромагнитного излучения. Автор свыше 80 публикаций.
220030 Республика Беларусь, Минск, ул. Бобруйская, 11
Институт ядерных проблем Белорусского государственного университета
E-mail: s_sytova@mail.ru