

01;10

## **К теории планарных ЛСЭ с комбинированными резонаторами, составленными из одномерного и двумерного брэгговских зеркал**

© Н.С. Гинзбург, А.С. Сергеев, Н.Ю. Песков,  
А.В. Аржанников, С.Л. Сеницкий

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород  
Институт ядерной физики СО РАН, Новосибирск

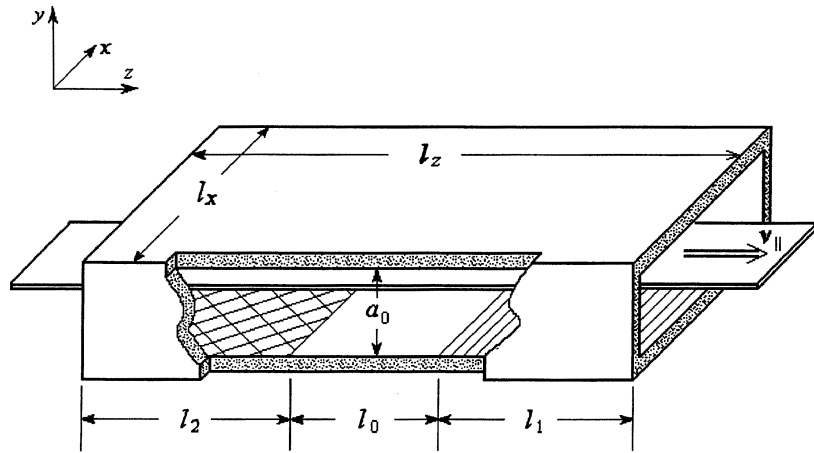
Поступило в Редакцию 21 февраля 2000 г.

Показано, что использование в лазерах на свободных электронах комбинированных резонаторов, составленных из одномерного и двумерного планарных брэгговских зеркал, открывает возможность получения пространственно-когерентного излучения от ленточных электронных потоков с поперечными размерами, на несколько порядков превосходящими длину волны. При этом резонатор является закрытым в поперечном направлении, что обеспечивает однонаправленный вывод излучения.

1. Использование в лазерах на свободных электронах (ЛСЭ) ленточных электронных потоков можно рассматривать как привлекательный метод повышения мощности излучения, достигаемый путем развития пространства взаимодействия вдоль одной из поперечных координат. Уже существующие в настоящий момент сильноточные релятивистские электронные пучки, поперечный размер которых достигает 150 см и мощность до 50 GW [1,2], позволяют исследовать возможность генерации излучения миллиметрового диапазона с гигаваттным уровнем мощности. Основной проблемой на пути реализации подобных источников является проблема синхронизации излучения от различных частей ленточного электронного потока. Для решения указанной проблемы в работах [3,4] было предложено использование двумерной распределенной обратной связи, реализуемой с помощью двумерных брэгговских резонаторов. Подобный резонатор представляет собой участок планарного волновода, на внутренние стенки которого нанесена двоякопериодическая гофрировка с трансляционными векторами, направленными под

углом друг к другу. В результате в отличие от одномерных (одноперриодических) аналогов на такой гофрировке оказываются связанными четыре парциальные волны, две из которых распространяются вдоль и навстречу электронному потоку, а две другие — в поперечном направлении, осуществляя синхронизацию излучения в этом направлении. Проведенный в [4,5] анализ динамики ЛСЭ с подобными двумерными брэгговскими резонаторами показал, что установление стационарного одночастотного режима генерации возможно при практически произвольных ширинах электронного потока и при оптимальном выборе параметров с ростом ширины системы увеличивается только время переходных процессов. Тем не менее рассмотренные в [3–5] простейшие схемы обладают определенным недостатком, связанным, прежде всего, с тем, что данная система должна быть открыта в поперечном направлении и, следовательно, для ее функционирования необходимо обеспечить вывод поперечных потоков энергии. В то же время для практического использования, как правило, необходим однонаправленный вывод излучения. Как показано в [6], однонаправленный вывод излучения, в принципе, может быть осуществлен при использовании дополнительных брэгговских структур, установленных на торцах резонатора и осуществляющих поворот поперечных потоков энергии на  $90^\circ$  в направлении движения электронного потока. Представляется, однако, что для первых экспериментальных реализаций ЛСЭ с двумерной РОС подобная схема является достаточно сложной, и желательна разработка более простых, закрытых в поперечном направлении, систем.

В данной работе проанализирована схема ЛСЭ с комбинированным двухзеркальным резонатором, составленным из одномерного и двумерного брэгговских зеркал (рис. 1). Расположенное на катодном конце двумерное брэгговское зеркало обеспечивает синхронизацию излучения поперек ленточного электронного потока. При этом на противоположном, коллекторном, конце оказывается достаточным использование традиционного "одномерного" брэгговского зеркала, отражающего часть мощности выходного излучения и обеспечивающего замыкание кольца обратной связи. Оба зеркала являются закрытыми в поперечном направлении с точностью до небольших (например, омических) потерь, которые следует внести в двумерный брэгговский отражатель для стабилизации режима генерации. В случае оптимально выбранных параметров, когда коэффициент отражения от выходного зеркала не слишком высок и соответственно процесс усиления излучения в основном происходит после входного зеркала, данные потери не оказывают



**Рис. 1.** Схема планарного ЛСЭ с ленточным РЭП и комбинированным резонатором, составленным из одномерного и двумерного брэгговских зеркал.

существенного влияния на баланс энергии. Таким образом, преобладающая часть мощности, излучаемой электронным потоком, высвечивается в направлении поступательного движения частиц и только небольшая ее доля уходит в омические потери или рассеивается.

2. Предположим, что на входное зеркало нанесена неглубокая двумерная гофрировка

$$a = a_2 \cos(\bar{h}_2 z) \cos(\bar{h}_2 x) \quad (1)$$

( $2a_2$  — глубина гофрировки), которая обеспечивает связь и взаимное рассеяние 4 парциальных волн

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \text{Re} \left( [A_+ e^{-ihz} + A_- e^{ihz} + B_+ e^{-ihx} + B_- e^{ihx}] e^{i\bar{\omega}t} \right), \quad (2)$$

если их постоянные распространения  $h$  удовлетворяют условию брэгговского резонанса [3]

$$h \approx \bar{h}_2. \quad (3)$$

В (2), (3)  $\bar{h}_2 = \sqrt{2\pi}/d_2$ ,  $d_2$  — период гофрировки,  $A_{\pm}(x, z, t)$ ,  $B_{\pm}(x, z, t)$  — медленные функции,  $\bar{\omega} = 2\pi\bar{f} = \bar{h}_2 c$  — брэгговская частота, выбранная в качестве несущей. Взаимное рассеяние этих волн

на брэгговской структуре, описываемой (1), с учетом возбуждения электронным потоком синхронной волны  $\mathcal{A}_+$  может быть описано с помощью следующей системы уравнений [7]:

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial}{\partial Z} + \beta_{gr}^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) A_+ + i\alpha_2(B_+ + B_-) &= F(X)J, \\ \left( \frac{\partial}{\partial Z} - \beta_{gr}^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) A_- + i\alpha_2(B_+ + B_-) &= 0, \\ \left( \frac{\partial}{\partial X} \pm \beta_{gr}^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) B_{\pm} + i\alpha_2(A_+ + A_-) &= 0 \end{aligned} \quad (4)$$

с граничными условиями

$$A_+|_{Z=0} = 0, \quad (B_+ + RB_-)|_{X=0} = 0, \quad (B_- + RB_+)|_{X=L_x} = 0, \quad (5)$$

где  $R \leq 1$  — коэффициент отражения для волн  $B_{\pm}$  от боковых стенок резонатора. При записи (4) использованы следующие нормированные переменные:

$$Z = zC\bar{\omega}/c, \quad X = xC\bar{\omega}/c, \quad L_{x,z} = l_{x,z}C\bar{\omega}/c, \quad \tau = tC\bar{\omega},$$

$(A_{\pm}, B_{\pm}) = (\mathcal{A}_{\pm}, \mathcal{B}_{\pm})e\kappa\mu/\gamma mc\bar{\omega}C^2$ ,  $\kappa \approx \beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$  — параметр связи электронов с волной,  $\mu \approx \gamma^{-2}$  — параметр инерционной группировки [8],  $\gamma$  — релятивистский масс-фактор электронов,  $\beta_{\parallel}$  — поступательная скорость частиц,  $\beta_{gr}$  — групповая скорость волн,

$$C = \left( \frac{eI_0 \lambda^2 \mu \kappa^2}{mc^3 8\pi\gamma a_0} \right)^{1/3}$$

— параметр усиления (параметр Пирса);  $I_0$  — погонный ток пучка;  $a_0$  — расстояние между пластинами;  $\alpha_2$  — коэффициент связи волн на двумерной брэгговской структуре, пропорциональный глубине гофрировки [9];  $F(x)$  — функция, описывающая распределение плотности электронного потока по "протяженной" поперечной координате  $x$  (рис. 1).

В выходном "одномерном" брэгговском зеркале, как и в регулярной части резонатора, присутствуют только две парциальные волны

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \operatorname{Re} \left( [\mathcal{A}_+ e^{-ihz} + \mathcal{A}_- e^{ihz}] e^{i\bar{\omega}t} \right), \quad (6)$$

распространяющиеся в попутном и встречном по отношению к попутательной скорости пучка направлении. Одномерная брэгговская структура

$$a = a_1 \cos(\bar{h}_1 z) \quad (7)$$

при выполнении условия

$$h \approx \bar{h}_1/2 \quad (8)$$

( $\bar{h}_1 = 2\pi/d_1$ ,  $2a_1$ ,  $d_1$  — глубина и период одномерной гофрировки соответственно) обеспечивает рассеяние этих волн, которое описывается уравнениями:

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial}{\partial Z} + \beta_{gr}^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) A_+ + i\alpha_1 A_- &= F(X)J, \\ \left( \frac{\partial}{\partial Z} - \beta_{gr}^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) A_- + i\alpha_1 A_+ &= 0, \quad A_-|_{Z=L_z} = 0, \end{aligned} \quad (9)$$

где  $\alpha_1$  — коэффициент связи волн на одномерной брэгговской структуре [9],  $L_z = l_2 + l_0 + l_1$  — полная длина резонатора (рис. 1). В регулярной части резонатора процесс усиления волны  $A_+$  описывается уравнением, аналогичным (9), где коэффициент связи волн следует положить равным нулю. При этом амплитуды парциальных волн  $A_{\pm}$  следует считать непрерывными на границах различных секций.

Усредненное движение частиц в поле синхронной волны  $A_+$  описывается уравнением [8]

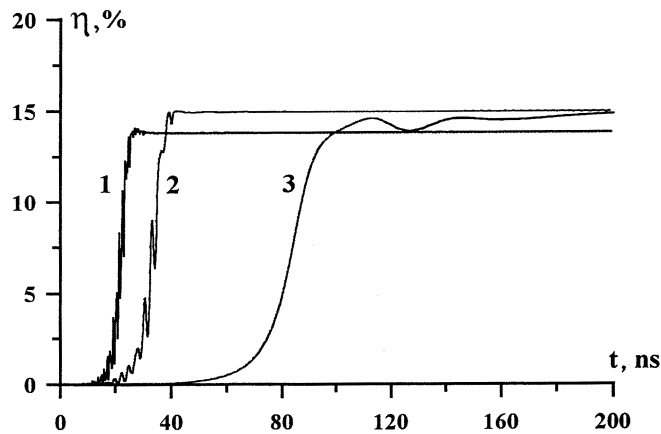
$$\left( \frac{\partial}{\partial Z} + \beta_{\parallel}^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau} \right)^2 \theta = \text{Re}(A_+ e^{i\theta}) \quad (10)$$

с граничными условиями

$$\theta|_{Z=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi), \quad \left( \frac{\partial}{\partial Z} + \beta_{\parallel}^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \theta \Big|_{Z=0} = \Delta, \quad (11)$$

где  $\theta = \bar{\omega}t - hz - h_w z$  — фаза электронов относительно синхронной волны,  $\Delta = (\bar{\omega} - h\nu_{\parallel} - h_w \nu_{\parallel})/\bar{\omega}C$  — начальная расстройка ондуляторного синхронизма на несущей частоте,  $h_w = 2\pi/d_w$ ,  $d_w$  — период ондулятора.

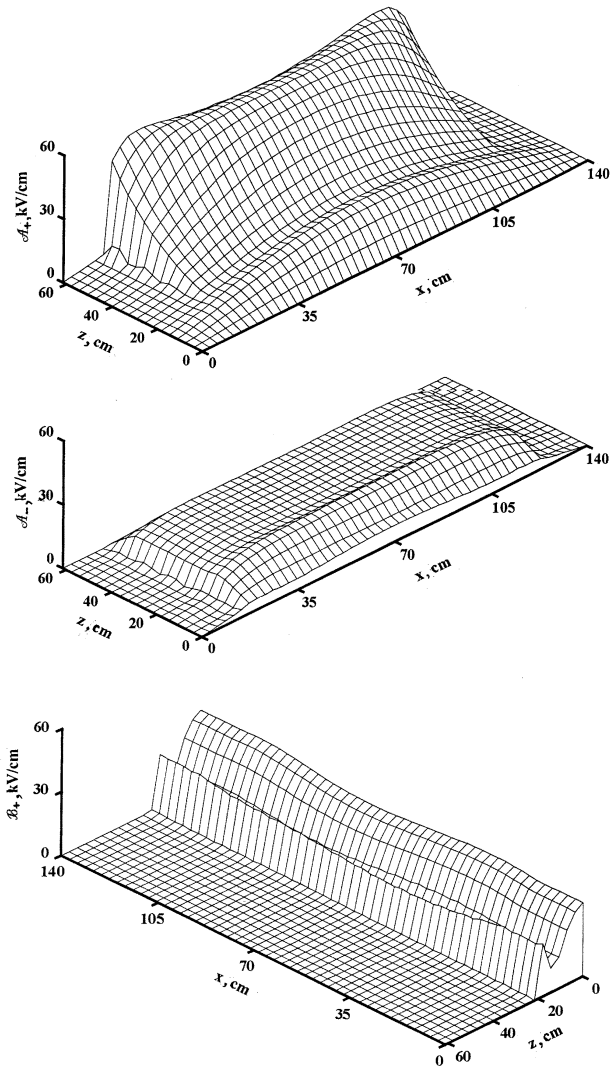
Из решения уравнения (10) находится электронный ток  $J = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0$ , возбуждающий поле синхронной волны и входящий в правую часть



**Рис. 2.** Моделирование процесса установления автоколебаний в ЛСЭ-генераторе с комбинированным брэгговским резонатором. Зависимость электронной КПД от времени при различной ширине системы: 1 —  $l_x = 20$  см,  $\alpha_2 = 0.08$  см $^{-1}$ ,  $\alpha_1 = 0.1$  см $^{-1}$ ; 2 —  $l_x = 70$  см,  $\alpha_2 = 0.04$  см $^{-1}$ ,  $\alpha_1 = 0.03$  см $^{-1}$ ; 3 —  $l_x = 140$  см,  $\alpha_2 = 0.03$  см $^{-1}$ ,  $\alpha_1 = 0.03$  см $^{-1}$ .  $\bar{f} = 75$  ГГц,  $C = 6 \cdot 10^{-3}$ ,  $R = 0.95$ ,  $l_2 = 18$  см,  $l_0 = 30$  см,  $l_1 = 10$  см,  $\Delta = -1.5$ .

уравнений (4), (9). Отметим, что при записи уравнений (4), (9), (10) предполагались одновременно выполненными условия двумерного (3) и одномерного (8) брэгговского резонанса. Это, очевидно, возможно, когда  $\bar{h}_2 = \bar{h}_1/2$ , что выполняется при следующем соотношении между периодами гофрировок:  $d_2 = \sqrt{2} d_1$ .

3. На рис. 2, 3 представлены результаты моделирования системы уравнений (4), (9), (10) при параметрах, близких к условиям экспериментов с ЛСЭ 4-миллиметрового диапазона, которые проводятся в ИЯФ СО РАН на базе ускорителей У-2 и У-3 [10,11]. В моделировании длина входного ("двумерного") брэгговского зеркала равнялась 18 см, длина выходного ("одномерного") 10 см, регулярная часть резонатора составляла 30 см, зазор между пластинами  $a_0 = 1$  см. Погонный ток пучка составлял 1 кА/см, энергия частиц 1 MeV, период ондулятора 4 см, осцилляторная скорость частиц в поле ондулятора  $\beta_{\perp} \approx 0.2$ . При этом параметр Пирса составлял  $C \approx 6 \cdot 10^{-3}$ .



**Рис. 3.** Пространственное распределение полей парциальных волн  $A_{\pm}$  и  $B_+$  в стационарном режиме генерации для параметров ЛСЭ, соответствующих кривой 3 на рис. 2.

На рис. 2 представлена зависимость электронного КПД от времени при различном значении ширины пространства взаимодействия, из которого следует возможность установления стационарного режима генерации. Заметим, что с увеличением ширины при сохранении прочих геометрических размеров варьировался (в сторону уменьшения) коэффициент связи волн. Для стабилизации режима генерации вносились определенные потери для волн  $B_{\pm}$  за счет конечности коэффициентов отражения для этих волн во входном двумерном брэгговском зеркале  $R \approx 0.95$ . Очевидно, указанные потери могут быть реализованы путем нанесения поглотителя на боковые стенки волновода.

Для случая  $l_x = 140$  см, когда ленточный РЭП занимает примерно 80% ширины резонатора, пространственные распределения амплитуд полей парциальных волн в стационарном режиме генерации показаны на рис. 3. Видно, что в области, занятой электронным пучком, амплитуда поля синхронной волны  $A_{\pm}$  является практически постоянной по всей поперечной координате. Это обеспечивает одинаковую энергоотдачу всех фракций электронного потока и достаточно высокий средний КПД. Оценки потоков мощностей парциальных волн на краях резонатора показывают (рис. 3), что конечность коэффициентов отражения для волн  $B_{\pm}$  во входном зеркале не оказывает заметного влияния на баланс мощностей, и связанные с этим потери не превышают 1–2%. В результате для приведенных выше параметров выходная мощность ЛСЭ достигает  $5 \div 10$  GW.

Таким образом, проведенный анализ показывает, что использование в ЛСЭ комбинированных резонаторов, составленных из одномерного и двумерного планарных брэгговских зеркал, открывает возможность получения пространственно-когерентного излучения от ленточных электронных потоков с поперечными размерами, на несколько порядков превосходящими длину волны. При этом резонатор является закрытым в поперечном направлении и обеспечивает возможность однонаправленного вывода излучения.

## Список литературы

- [1] Arzhannikov A.V., Nikolaev V.S., Sinitsky S.L., Yushkov M.V. // J. Appl. Phys. 1992. V. 72. N 4. P. 1657.
- [2] Arzhannikov A.V., Bobylev V.B., Nikolaev V.S., Sinitsky S.L., Tarasov A.V. // Proc. 10th Int. Conf. On High-Power Particle Beams. San Diego, USA, 1994. V. 1. P. 136.



- [3] *Гинзбург Н.С., Песков Н.Ю., Сергеев А.С.* // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 9. С. 23.
- [4] *Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Arzhannikov A.V., Sinitsky S.L.* // Nuclear Instr. and Meth. in Phys. Research A. 1995. V. A358. P. 189.
- [5] *Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S.* // Optics Comm. 1994. V. 112. P. 151.
- [6] *Гинзбург Н.С., Песков Н.Ю., Сергеев А.С.* // Радиотехника и электроника. 1995. Т. 40. № 3. С. 401.
- [7] *Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Phelps A.D.R., Konoplev I.V., Robb G.R.M., Cross A.W., Arzhannikov A.V., Sinitsky S.L.* // Phys. Rev. E. 1999. V. 160. N 1. P. 935.
- [8] *Bratman V.L., Denisov G.G., Ginzburg N.S., Petelin M.I.* // IEEE J. of Quant. Electr. 1983. V. QE-19. N 3. P. 282.
- [9] *Ковалев Н.Ф., Орлова И.М., Петелин М.И.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1968. Т. 11. № 5. С. 783.
- [10] *Agafonov M.A., Arzhannikov A., Ginzburg N.S., Ivanenko V.G., Kalinin P.V., Kuznetsov S.A., Peskov N.Yu., Sinitsky S.L.* // IEEE Trans. on Plasma Science. 1998. V. 26. N 3. P. 531.
- [11] *Agarin N.V., Arzhannikov A.V., Bobylev V.B., Ginzburg N.S., Ivanenko V.G., Kalinin P.V., Kuznetsov S.A., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Sinitsky S.L., Stepanov V.D.* // Abstracts of 21st Int. FEL Conf. Hamburg, Germany, 1999. P. Mo-O-03.