

07;10

ЛСЭ-усилители на основе планарных брэгговских волноводов

© Н.С. Гинзбург, К.Е. Дорфман, А.М. Малкин, А.С. Сергеев

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия
Department of Physics, Texas A&M University College Station,
77843-4242, Texas, USA
E-mail: ginzburg@appl.sci-nnov.ru

Поступило в Редакцию 22 декабря 2008 г.

Предложена новая схема ЛСЭ-усилителя с ленточным электронным потоком, в котором канализация излучения осуществляется открытым планарным брэгговским волноводом, представляющим собой две параллельные пластины, на внутренние поверхности которых нанесена гофрировка, соосная групповой скорости излучения. Электронный поток пронизывает волновод под значительным углом к его оси. Поступательная скорость частиц коллинеарна одной из парциальных волн, формирующих волноводную моду, в результате чего возможно достижение максимального доплеровского преобразования частоты вверх. Нелинейный анализ демонстрирует, что в рассматриваемой схеме достигается высокий коэффициент усиления до 30 dB. При этом брэгговский волновод позволяет реализовать эффективную фильтрацию мод и тем самым управлять пространственной структурой выходного излучения.

PACS: 52.59.Rz, 42.55.Tv, 84.40.Ik, 41.60.Cr

1. Создание в ИЯФ СО РАН (Новосибирск) килоамперных микросекундных релятивистских электронных пучков с энергозапасом в десятки и сотни килоджоулей [1] стимулирует использование таких уникальных пучков для генерации и усиления электромагнитного излучения. Характерной особенностью упомянутых пучков является ленточная геометрия, при которой один из поперечных размеров пучка может достигать 1.5 м, что в миллиметровом диапазоне соответствует $10^2 - 10^3$ длин волн. Для реализации генераторов когерентного излучения на основе таких пучков было предложено использовать двумерную распределенную обратную связь, которая позволяет обеспечить пространственную синхронизацию излучения при указанной сверхразмерности пространства взаимодействия [2,3]. Разработка усилительных схем на

базе пространственно-развитых электронных пучков также требует новых решений.

В данном сообщении предложена усилительная схема ЛСЭ (лазера на свободных электронах), отличительной особенностью которого является канализация излучения планарным брэгговским волноводом. В качестве ближайшего аналога исследуемой схемы следует рассматривать так называемые усилители с поперечным током, в которых имеет место поперечное распространение излучения относительно поступательной скорости частиц. В случае прямолинейных электронных потоков такой тип взаимодействия может быть реализован с помощью косоугольной гофрировки замедляющей системы [4]. Для криволинейных потоков синхротронное взаимодействие может поддерживаться в гладких электродинамических системах [5,6], в качестве которых необходимо использовать открытые сверхразмерные волноводы. Однако селективность хорошо известных бочкообразных волноводов недостаточна для обеспечения фильтрации мод, что приводит к искажению поперечной структуры поля усиливаемой волны под влиянием электронного потока. Для решения проблемы фильтрации мод в данной работе предлагается использовать новый тип открытых волноводов на основе периодических брэгговских структур [7]. Подобный волновод представляет собой две параллельные пластины, на внутренние поверхности которых нанесена мелкая гофрировка, сонаправленная с групповой скоростью волны. Брэгговские волноводы, с одной стороны, обладают высокой селективностью по поперечному индексу мод, а с другой — совместимы с системой транспортировки сильноточных электронных потоков. Однако наиболее нетривиальным обстоятельством является возможность достижения максимального доплеровского преобразования частоты вверх, несмотря на то, что групповая скорость усиливаемой волны направлена под значительным углом к поступательной скорости частиц.

2. Волноводное распространение в брэгговской структуре, представляющей собой планарный волновод с периодической гофрировкой стенок по закону

$$a = a_1 \cos(\bar{h}x + \psi(x)) \quad (1)$$

($\bar{h} = 2\pi/d$, a_1 и d — амплитуда и период гофра, $\psi(x)$ — фаза гофра), реализуется в случае, когда обе связанные парциальные волны имеют проекцию волновых векторов, перпендикулярную трансляционному

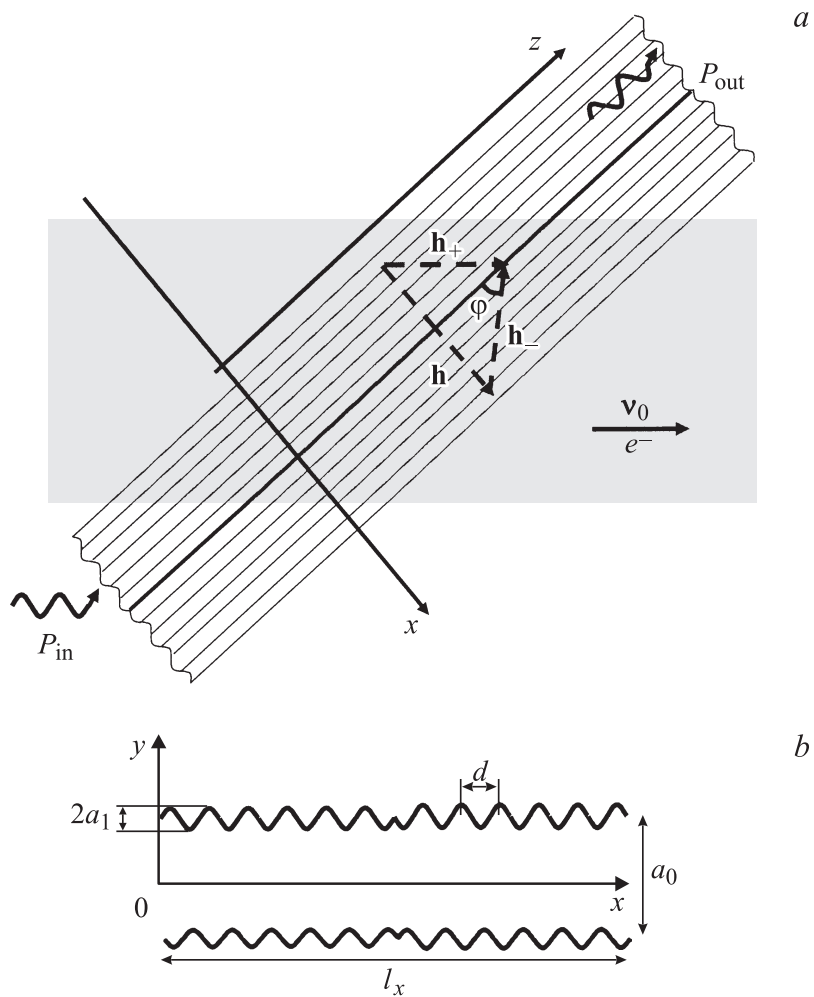


Рис. 1. *a* — схема ЛСЭ-усилителя на основе планарного брэгговского волновода: $\bar{\mathbf{h}}$ — вектор обратной решетки, \mathbf{h}_{\pm} — волновые вектора парциальных волн A_{\pm} , формирующих волноводную моду; ленточный электронный поток сонаправлен с парциальной волной A_{\pm} ; *b* — поперечное сечение брэгговского волновода со скачком фазы гофрировки.

вектору решетки (рис. 1, *a*)

$$\mathbf{A}_s = \mathbf{y}^{-0} \text{Re} \{ (A_+(x, z) e^{-ihx/2} + A_-(x, z) e^{ihx/2}) e^{i\omega t - ih_0 z} \}. \quad (2)$$

Здесь $h_0 = \sqrt{k^2 - \bar{h}^2}/4$, $k = \omega/c$, $A_{\pm}(x, z)$ — комплексные амплитуды волн. При этом возникает поток электромагнитной энергии (вектор Пойнтинга), направленный вдоль гофрировки по оси z и соответственно поперек трансляционного вектора решетки. Брэгговский волновод обладает системой распространяющихся мод, отличающихся поперечным (по оси x) индексом. Как и в случае резонаторов [8,9], соотношение между дифракционными потерями различных мод определяется профилем гофрировки. Оптимальным с точки зрения фильтрации мод является случай, когда фаза гофрировки претерпевает скачок по осевому сечению волновода (рис. 1, *b*):

$$\psi(x) = 0 \text{ при } 0 < x < l_x/2, \quad \psi(x) = \pi \text{ при } l_x/2 < x < l_x. \quad (3)$$

В этом случае происходит формирование моды, локализованной вблизи дефекта гофрировки, которая обладает значительно меньшими дифракционными потерями по сравнению с другими волноводными модами.

Предположим, что направление поступательной скорости электронов, осциллирующих в поле планарного ондулятора, совпадает с направлением волнового вектора парциальной волны A_+ . Соответственно условие синхронизма с этой волной может быть представлено в виде $\omega - kv_{\parallel} \approx \Omega_b$, где $\Omega_b = 2\pi v_{\parallel}/d_u$ — частота осцилляций электронов в поле ондулятора с периодом d_u , $v_{\parallel} = \beta_{\parallel} c$ — поступательная скорость частиц. Резонансная частота дается соотношением

$$\omega = \Omega_b / (1 - \beta_{\parallel}) \quad (4)$$

и для релятивистских пучков вследствие эффекта Доплера значительно превышает частоту баунс-осцилляций Ω_b . При этом в отличие от традиционных схем ЛСЭ групповая скорость усиливаемой волны направлена под значительным углом к поступательной скорости частиц.

Процесс усиления монохроматического сигнала, подаваемого в сечении $x = 0$, в ЛСЭ-усилителе с поперечным током описывается уравнениями, аналогичными уравнениям генераторов с традиционными одномерными брэгговскими резонаторами [9] при замене временной

переменной на пространственную:

$$\frac{\partial A_+}{\partial Z} + \frac{\partial A_+}{\partial X} + i\alpha A_- = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0, \quad \frac{\partial A_-}{\partial Z} - \frac{\partial A_-}{\partial X} + i\alpha^* A_+ = 0, \quad (5)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{\partial}{\partial X} \right)^2 \theta = \text{Re}(A_+ e^{i\theta}).$$

При записи (5) использованы следующие нормированные переменные и параметры: $Z = zCk^2/h_0$, $X = 2xCk^2/\hbar$, $L_z = l_zCk^2/h_0$, $L_x = 2l_xCk^2/\hbar$, $A_{\pm} = A_{\pm}e\kappa\mu/\gamma mc\omega C^2$, $C = \left(\frac{eI_0}{mc^3} \frac{\lambda^2 \mu \kappa^2}{8\pi\gamma a_0} \right)^{1/3}$ — параметр усиления, $\kappa = \beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$ — параметр связи электронов с волной, β_{\perp} — осцилляторная скорость частиц в поле ондулятора, $\mu \approx \gamma^{-2}$ — параметр группировки, γ — релятивистский масс-фактор, I_0 — линейная плотность тока. Нормированный коэффициент связи волн определяется соотношением [7]:

$$\alpha(X) = \frac{a_1 \bar{h} e^{i\psi(X)}}{4ka_0 C} \sin \varphi, \quad (6)$$

где $\varphi = \arcsin \frac{\bar{h}}{2k}$ — угол распространения парциальных волн к оси волновода, a_0 — зазор между пластинами (рис. 1, *b*). Для определяемой соотношением (3) зависимости фазы гофрировки от поперечной координаты коэффициент связи меняет знак на оси волновода.

В случае первоначально немодулированного электронного потока граничные условия для частиц могут быть представлены в виде $\theta|_{X=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi)$, $(\partial/\partial Z + \partial/\partial X)\theta|_{X=0} = \delta$, где δ — расстройка синхронизма электронов с волной на рабочей частоте. Если входной сигнал представляет собой волновой пучок $A_0(X)$, падающий на систему под углом, который соответствует направлению распространения парциальной волны A_+ , то граничные условия для парциальных волн имеют вид

$$A_+|_{Z=0} = A_0(X), \quad A_-|_{Z=0} = 0, \quad A_+|_{X=0} = 0, \quad A_-|_{X=L_x} = 0. \quad (7)$$

Электронный КПД определяется соотношениями

$$\eta = \frac{C}{\mu(1-\gamma_0^{-1})} \hat{\eta}, \quad \hat{\eta} = \frac{1}{2\pi I_z} \int_0^{L_z} \int_0^{2\pi} \left(\frac{\partial \theta}{\partial X} - \delta \right) \Big|_{X=L_x} d\theta_0 dZ.$$

В соответствии с законом сохранения энергии $4\dot{\eta} = \frac{1}{L_z}(P_{side} + P(Z = L_z) - P(Z = 0))$, мощность, излучаемая электронным потоком, распределяется в выходную полезную мощность $P(Z) = \int_0^{L_x} (|A_+(X, Z)|^2 + |A_-(X, Z)|^2) dX$ и мощность, теряемую в боковых сечениях $P_{side} = \int_0^{L_x} (|A_+(X = L_x, Z)|^2 + |A_-(X = 0, Z)|^2) dZ$. Соответственно эффективность усилителя задается коэффициентом усиления $\Gamma(Z) = P(Z)/P(0)$ и волновым КПД $P(Z = L_z)/L_z$, характеризующим долю от общей мощности, излученной электронным потоком, которая вытекает через выходное сечение: $Z = L_z$.

3. На рис. 2 приведены зависимости электронного КПД и коэффициента усиления от ширины пучка L_z , полученные при моделировании процесса усиления в рамках уравнений (5). Моделирование показывает, что при достаточно произвольном профиле падающего поля A_0 уже на начальном этапе взаимодействия формируется распределение поля, близкое по структуре к полю основной моды брэгговского волновода. Эта структура в силу достаточно высоких фильтрующих свойств сохраняется в процессе усиления (рис. 3). Коэффициент усиления в рассматриваемом примере при оптимальной расстройке синхронизма $\delta = 1.5$ достигает 30 dB. При нормированной ширине волновода $L_x = 4$ интегральные дифракционные потери, вызванные частичным вытеканием излучения в поперечном по отношению к оси волновода направлении P_{side} , не превышают 15%.

Оценим возможность реализации рассмотренной схемы ЛСЭ-усилителя в 4-мм диапазоне длин волн на базе 150 см ленточного электронного потока, формируемого ускорителем У-2 (ИЯФ СО РАН): энергия частиц 1 MeV, погонный ток пучка 1 кА/см. При осцилляторной скорости частиц в поле ондулятора $\beta_{\perp} \approx 0.3$, периоде ондулятора 4.5 см и расстоянии между пластинами 1 см параметр Пирса $C = 0.005$. Как следует из рис. 2, при коэффициенте усиления $\Gamma = 30$ dB максимум эффективности достигается при $L_z \approx 20$. Это при заданном параметре Пирса и угле наклона пучка к оси волновода $\varphi = 45^\circ$ соответствует длине электронно-волнового взаимодействия $l_z = 175$ см, которая достигается при ширине электронного пучка 150 см. Нормированной ширине волновода $L_x = 4$ соответствует физический размер $l_x = 35$ см, период гофра при этом составляет 0.57 см. Нормированный коэффициент связи $\alpha = 0.5$ реализуется при глубине гофра 1.2 мм. Полный

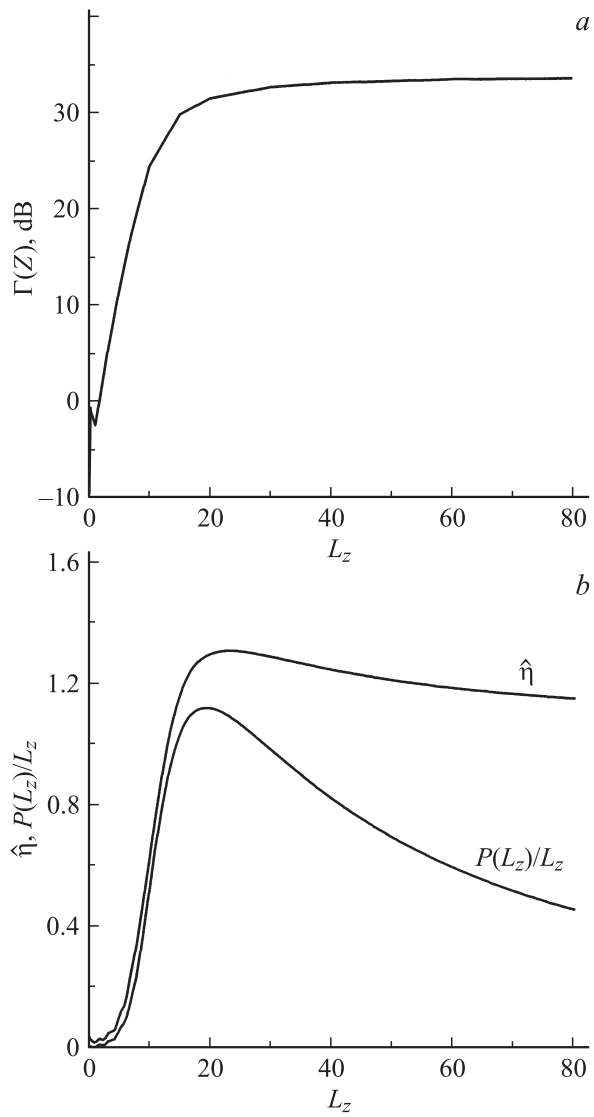


Рис. 2. Зависимость коэффициента усиления (а) полного и волнового КПД (b) от ширины электронного пучка: $L_x = 4$, $\delta = 1.5$, $|\alpha| = 1.5$.

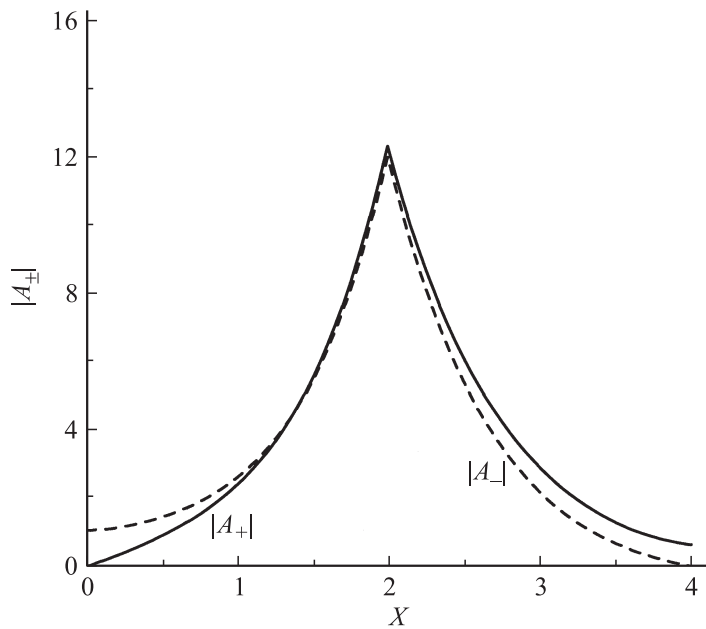


Рис. 3. Поперечное распределение полей парциальных волн на выходе усилителя: $L_x = 4$, $\delta = 1.5$, $|\alpha| = 1.5$, $L_z = 20$.

КПД составляет примерно 10%, что с учетом дифракционных потерь соответствует выходной мощности излучения ~ 10 GW.

Отметим в заключение, что планарный брэгговский волновод со скачком фазы гофрировки может рассматриваться как одна из возможных версий более общего принципа канализации излучения в фотонных кристаллах. В традиционном варианте фотонные кристаллы формируются системой параллельных диэлектрических стержней или пластин, содержащих дефект периодичности [10–12]. Очевидно, достоинством планарного брэгговского волновода, образованного гофрированными металлическими пластинами, является совместимость с системой транспортировки интенсивных электронных потоков. Соответственно предложенный здесь вариант усилителя можно трактовать как экспериментально реализуемую возможность использования фотонных кристаллов в физике лазеров на свободных электронах.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 06-02-17129-а и 08-08-00966-а.

Список литературы

- [1] *Аржанников А.В., Астрелин В.Т., Бурдаков А.В.* и др. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77. С. 426.
- [2] *Гинзбург Н.С., Песков Н.Ю., Сергеев А.С.* // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 9. С. 23.
- [3] *Аржанников А.В., Гинзбург Н.С., Заславский В.Ю.* и др. // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 87. № 15. С. 715.
- [4] *Dunn D.A., Harman W.A., Field L.M., Kino G.S.* // Proc. IRE. 1956. V. 44. N 7. P. 879.
- [5] *Быков Ю.В., Гапонов А.В., Петелин М.И.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1974. Т. 17. № 8. С. 1219.
- [6] *Жураховский А.В.* // Радиотехника и электроника. 1969. Т. 14. № 1. С. 8.
- [7] *Dorfman K.E., Ginzburg N.S., Malkin A.M., Sergeev A.S.* // Laser Physics. 2007. V. 17. N 5. P. 665.
- [8] *Ярив А.* Введение в оптическую электронику. М., 1983.
- [9] *Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S.* et al. // IEEE Trans. on Plasma Science. 1996. V. 24. N 3. P. 770.
- [10] *Yablonovitch E., Gmitter T.J.* // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 63. P. 1950.
- [11] *Gregan R.F., Mangan B.J., Knight J.C.* et al. // Science. 1999. V. 285. N 5433. P. 1537.
- [12] *Sirigiri J.R., Kreischer K.E., Machuzak J.* et al. // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. N 24. P. 5628.