

01;07

Нелинейная динамика лазеров на свободных электронах терагерцового диапазона с брэгговскими зеркалами, основанными на связи бегущих и квазикритических волн

© Н.С. Гинзбург, В.Ю. Заславский, И.В. Зотова, А.М. Малкин, Н.Ю. Песков, А.С. Сергеев

Институт прикладной физики РАН,
603950 Нижний Новгород, Россия
e-mail: peskov@appl.sci.-nnov.ru

(Поступило в Редакцию 8 июня 2010 г.)

Сочетание различных модификаций брэгговских структур позволяет организовать эффективное управление электромагнитными потоками внутри пространства взаимодействия и тем самым обеспечить пространственную когерентность излучения при большой сверхразмерности по двум поперечным координатам, что необходимо для продвижения лазеров на свободных электронах с распределенной обратной связью в субмиллиметровый диапазон. Для селекции мод по „узкой“ поперечной координате, которая направлена по нормали к проводникам, формирующим планарный волновод, предлагается во входном брэгговском зеркале использовать связь бегущих и квазикритических волн. В качестве выходного зеркала может быть использована традиционная брэгговская структура, связывающая попутные и встречные волновые потоки.

Введение

Распределенная обратная связь (РОС) на основе периодических брэгговских структур широко используется в генераторах когерентного излучения, основанных на принципах как классической, так и квантовой электроники. Соответственно диапазон частот, охватываемый генераторами этого типа, включает в себя как миллиметровый, так и оптический (инфракрасный) диапазоны [1–5]. В настоящей работе показано, что при соответствующей модификации брэгговские структуры могут быть эффективно использованы в терагерцовом диапазоне применительно к лазерам на свободных электронах (ЛСЭ). Достоинством предлагаемых структур наряду с совместимостью с каналами транспортировки интенсивных электронных пучков является возможность обеспечения селекции мод как по продольным, так и по поперечным индексам, что является необходимым условием получения пространственно-когерентного излучения в сверхразмерных электродинамических системах.

Исследуемая схема планарного ЛСЭ терагерцового диапазона показана на рис. 1. В качестве электродинамической системы предлагается использовать гибридный двухзеркальный резонатор, состоящий из модифицированного входного и традиционного выходного брэгговских зеркал. Брэгговские структуры (зеркала) формируются отрезками планарного волновода с неглубокой синусоидальной гофрировкой поверхности

$$b(z) = b_0 + b_j \cos(\bar{h}_j z), \quad (1)$$

где b_0 — зазор между пластинами, b_j — амплитуда гофра, $\bar{h} = 2\pi/d_j$, d_j — его период. Здесь и далее индекс $j = 1$ относится к параметрам входной, а индекс $j = 2$ — к параметрам выходной структуры.

В традиционном выходном брэгговском зеркале используется связь двух параксиальных встречных волновых потоков в условиях брэгговского резонанса

$$\bar{h}_2 \approx 2h, \quad (2)$$

где h — продольные волновые числа встречной и попутной волн. Отличительной особенностью модифицированной схемы брэгговского зеркала [6] является использование связи продольных и поперечных (по отношению к направлению поступательной скорости частиц $\mathbf{V} = \mathbf{z}_0 V_0$) волновых потоков в условиях брэгговского резонанса

$$\bar{h}_1 \approx h. \quad (3)$$

Очевидно, что период модифицированного брэгговского зеркала вдвое превышает период традиционного. Переотражение в поперечно-распространяющиеся волновые потоки (вдоль оси y на рис. 1), формирующие в планарном волноводе стоячую волну (квазикритическую моду), имеет место, если зазор между пластинами b_0 и

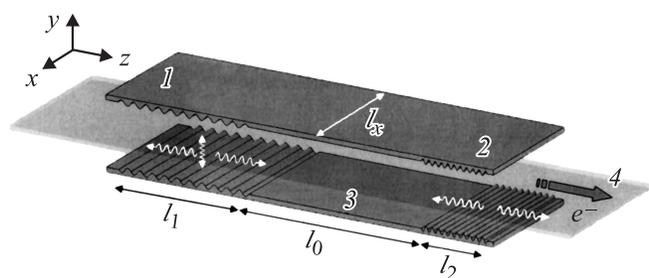


Рис. 1. Схема планарного ЛСЭ с гибридным двухзеркальным резонатором, составленным из модифицированного (1) и традиционного (2) брэгговских отражателей; 3 — секция регулярного волновода, 4 — ленточный электронный пучок. Стрелками показано направление распространения волновых потоков в брэгговских структурах.

период гофрировки связаны следующим условием:

$$b_0 \approx sd_1/2, \quad (4)$$

где s — целое число. При этом в рамках номенклатуры волн регулярного планарного волновода указанные волновые потоки формируют TM_s -моду с частотой, близкой к частоте отсечки $\omega_c = \pi sc/b_0$.

В настоящей работе исследована динамика ЛСЭ с описанным выше гибридным брэгговским резонатором. В отличие от предшествующих работ [6,7] поперечная структура параксиальных волновых потоков предполагается нефиксированной, что позволяет более точно определить допустимую с точки зрения поддержания когерентности излучения степень сверхразмерности (отношения зазора между пластинами b_0 к длине волны λ), т.е. фактически частотный диапазон исследуемой схемы ЛСЭ.

Модель и основные уравнения

Рассмотрим двумерную модель, считая планарный волновод и электронный поток безграничными вдоль „широкой“ поперечной координаты (ось x на рис. 1). При выполнении условия брэгговского рассеяния (3) поле в модифицированной брэгговской структуре может быть представлено как сумма двух параксиальных встречно-распространяющихся квазиоптических волновых пучков ТМ-типа, заданных магнитным полем:

$$\mathbf{H} = \mathbf{x}_0 \text{Re} [a_+(z, y, t)e^{i(\omega t - hz)} + a_-(z, y, t)e^{i(\omega t + hz)}] \quad (5a)$$

и квазикритической TM_s -моды

$$\begin{aligned} \mathbf{H} &= \frac{\mathbf{x}_0}{2} \text{Re} \left[f(z, t)(e^{i(\omega t - h_\perp y)} + e^{i(\omega t + h_\perp y)}) \right] \\ &= \mathbf{x}_0 \text{Re} [f(z, t) \cos(h_\perp y) e^{i\omega t}]. \end{aligned} \quad (5b)$$

Здесь $a_\pm(z, y, t)$, $f(z, t)$ — медленно меняющиеся в пространстве и времени комплексные амплитуды волн, а в качестве несущей выбрана частота отсечки $\omega = \omega_c$.

В ЛСЭ поток электронов, осциллирующих в поле планарного ондулятора, взаимодействует и усиливает попутный волновой пучок a_+ в условиях комбинационного (ондуляторного) синхронизма

$$\omega - hV_0 \approx h_u V_0, \quad (6)$$

где $h_u = 2\pi/d_u$, d_u — период ондуляторного поля. Синхронная с пучком волна a_+ через возбуждение на брэгговской структуре (1) квазикритической моды f рассеивается во встречную бегущую волну a_- . В результате за счет связи квазикритических и квазипродольных волновых пучков оказывается возможным совместить механизмы селекции мод, используемые в гиротронах [8] или оротронах [9] (где электронный поток непосредственно возбуждает квазикритическую моду), с типичным для ЛСЭ доплеровским преобразованием частоты.

Процесс усиления синхронной волны электронным пучком и последующего брэгговского рассеяния может быть описан системой уравнений параболического типа, учитывающих дифракцию волновых потоков:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{a}_+}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{a}_+}{\partial \tau} + i \frac{\partial^2 \hat{a}_+}{\partial Y^2} + \sigma \hat{a}_+ \\ = i \frac{\alpha_1 B}{2} \hat{f} [\delta(Y) + \delta(Y - B)] + F(Y)J, \end{aligned} \quad (7a)$$

$$\begin{aligned} -\frac{\partial \hat{a}_-}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{a}_-}{\partial \tau} + i \frac{\partial^2 \hat{a}_-}{\partial Y^2} + \sigma \hat{a}_- \\ = i \frac{\alpha_1 B}{2} \hat{f} [\delta(Y) + \delta(Y - B)], \end{aligned} \quad (7b)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{f}}{\partial \tau} + \frac{iC}{2} \frac{\partial^2 \hat{f}}{\partial Z^2} + \sigma \hat{f} = i\alpha_1 [(\hat{a}_+ + \hat{a}_-)|_{Y=0} \\ + (\hat{a}_+ + \hat{a}_-)|_{Y=B}], \end{aligned} \quad (7c)$$

где $\delta(Y)$ -дельта-функция. Заметим, что при описании связи между распространяющимися и квазикритическими модами на гофрированных стенках волновода была использована развитая в [10,11] концепция поверхностных магнитных токов. В уравнениях (7) введены следующие нормированные переменные и параметры

$$Z = C \frac{\omega_c}{c} z, \quad Y = \sqrt{2C} \frac{\omega_c}{c} y, \quad \tau = C\omega_c t,$$

$$\hat{a}_\pm = \frac{e\mu K a_\pm}{2mc\omega_c \gamma_0^2 C^2}, \quad \hat{f} = \frac{e\mu K f}{2\sqrt{2}mc\omega_c \gamma_0^2 C^2},$$

$$C = \left(\frac{eI_0 \mu K^2 \lambda^2}{8\pi mc^3 \gamma_0^3 b_0} \right)^{1/3}$$

— параметр усиления, I_0 — погонный ток пучка, $K = eH_u/h_u mc^2$, H_u — амплитуда ондуляторного поля, $\mu \approx \gamma_0^{-2}(1 + K^2)$ — параметр инерционной группировки электронов, $\gamma_0 = (1 - \beta_0^2)^{-1/2}$, $\lambda = 2\pi c/\omega_c$, $\sigma = \rho/Cb_0$ — параметр омических потерь, ρ — глубина скин-слоя в металле, $\alpha_1 = b_1/Cb_0\sqrt{2}$ — коэффициент связи волн на модифицированной брэгговской структуре. Функция $F(Y)$ описывает поперечное распределение плотности электронного потока. Фактор возбуждения синхронной волны — высокочастотный ток

$$J = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0$$

— находится из решения усредненных уравнений движения частиц

$$\left(\frac{\partial}{\partial \tau} + \beta_0^{-1} \frac{\partial}{\partial Z} \right)^2 \theta = \text{Re}(\hat{a}_+ e^{i\theta}) \quad (8)$$

с граничными условиями

$$\theta|_{Z=0} = \theta_0 \in (0, 2\pi), \quad (\partial/\partial \tau + \beta_0^{-1} \partial/\partial Z)\theta|_{Z=0} = \Delta, \quad (9)$$

где $\theta = \omega_c t - hz - h_u^- z$ — фаза электронов относительно синхронной волны, $\Delta = (\omega_c - hV_0 - h_u V_0)/\omega_c C$ — расстройка синхронизма.

В выходном традиционном брэгговском зеркале имеет место непосредственная связь попутных и встречных волновых потоков, которая в условиях резонанса (2) описывается уравнениями

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{a}_+}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{a}_+}{\partial \tau} + i \frac{\partial^2 \hat{a}_+}{\partial Y^2} + \sigma \hat{a}_+ &= i \frac{\alpha_2 B}{2} \hat{a}_- [\delta(Y) + \delta(Y - B)] + F(Y)J, \\ -\frac{\partial \hat{a}_-}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{a}_-}{\partial \tau} + i \frac{\partial^2 \hat{a}_-}{\partial Y^2} + \sigma \hat{a}_- &= i \frac{\alpha_2 B}{2} \hat{a}_- [\delta(Y) + \delta(Y - B)], \end{aligned} \quad (10)$$

где $\alpha_2 = b_2/Cb_0\sqrt{2}$ — коэффициент связи волн.

В регулярной секции резонатора процесс распространения и усиления электронным потоком попутного волнового пучка \hat{a}_+ описывается уравнением

$$\frac{\partial \hat{a}_+}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{a}_+}{\partial \tau} + i \frac{\partial^2 \hat{a}_+}{\partial Y^2} + \sigma \hat{a}_+ = F(Y)J \quad (11)$$

в совокупности с уравнениями движения частиц (8).

С учетом граничных условий на металлических поверхностях

$$\left. \frac{\partial \hat{a}_\pm}{\partial Y} \right|_{Y=0,B} = 0, \quad (12)$$

где $B = \sqrt{2C}\omega_e b_0/c$ — нормированная ширина волновода, волновые пучки могут быть представлены в виде разложения в ряды Фурье

$$\hat{a}_\pm = \sum_{n=0}^{\infty} \hat{a}_\pm^n(Z, \tau) \cos\left(\frac{n\pi Y}{B}\right). \quad (13)$$

Каждый член в (13), характеризующийся индексом n , может быть рассмотрен как нормальная мода регулярного планарного волновода с амплитудой \hat{a}_\pm^n . С учетом разложения (13) по модам регулярного планарного волновода уравнения (7), (10), описывающие электронно-волновое взаимодействие, могут быть сведены к виду

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{a}_+^n}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{a}_+^n}{\partial \tau} - iSn^2 \hat{a}_+^n + \sigma \hat{a}_+^n &= \frac{2i\alpha_1 \hat{f}}{1 + \delta_{0n}} + J_n, \\ -\frac{\partial \hat{a}_-^n}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{a}_-^n}{\partial \tau} - iSn^2 \hat{a}_-^n + \sigma \hat{a}_-^n &= \frac{2i\alpha_1 \hat{f}}{1 + \delta_{0n}}, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\frac{iC}{2} \frac{\partial^2 \hat{f}}{\partial Z^2} + \frac{\partial \hat{f}}{\partial \tau} + \sigma \hat{f} = i\alpha_1 \sum_{n=0}^{\infty} (\hat{a}_+^n + \hat{a}_-^n)$$

во входном модифицированном брэгговском зеркале и

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{a}_+^m}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{a}_+^m}{\partial \tau} - iSn^2 \hat{a}_+^m + \sigma \hat{a}_+^m &= \sum_{m=0}^{\infty} \frac{2i\alpha_2 \hat{a}_+^m}{1 + \delta_{0m}} + J_m, \\ -\frac{\partial \hat{a}_-^m}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{a}_-^m}{\partial \tau} - iSn^2 \hat{a}_-^m + \sigma \hat{a}_-^m &= \sum_{m=0}^{\infty} \frac{2i\alpha_2 \hat{a}_+^m}{1 + \delta_{0m}} \end{aligned} \quad (15)$$

в выходном традиционном брэгговском зеркале. Здесь $S = \pi^2/B^2$, δ_{0n} — символ Кронекера,

$$J_n = \frac{2}{1 + \delta_{0n}} \frac{1}{B} \int_0^B J \cos\left(\frac{n\pi Y}{B}\right) dY. \quad (16)$$

Заметим, что при записи (15) использовано предположение, что электронный поток равномерно заполняет пространство между пластинами: $F(Y) = 1$.

В случае волновода с умеренной сверхразмерностью

$$S \gg 1, \quad B \ll \pi$$

переизлучением в высшие моды можно пренебречь, и уравнения (15) приобретают вид, использованный в предшествующей работе [7], где предполагалось, что поперечная структура полей бегущих волн совпадает со структурой ТЕМ-волн регулярно планарного волновода. В предположении фиксированной поперечной структуры поля взаимодействие в модифицированном зеркале описывается уравнениями

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{a}_+^0}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{a}_+^0}{\partial \tau} + \sigma \hat{a}_+^0 &= i\alpha_1 \hat{f} + J, \\ -\frac{\partial \hat{a}_-^0}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{a}_-^0}{\partial \tau} + \sigma \hat{a}_-^0 &= i\alpha_1 \hat{f}, \end{aligned} \quad (17)$$

$$\frac{iC}{2} \frac{\partial^2 \hat{f}}{\partial Z^2} + \frac{\partial \hat{f}}{\partial \tau} + \sigma \hat{f} = i\alpha_1 (\hat{a}_+^0 + \hat{a}_-^0),$$

а в традиционном —

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{a}_+^0}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{a}_+^0}{\partial \tau} + \sigma \hat{a}_+^0 &= i\alpha_2 \hat{a}_-^0 + J, \\ -\frac{\partial \hat{a}_-^0}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{a}_-^0}{\partial \tau} + \sigma \hat{a}_-^0 &= i\alpha_2 \hat{a}_+^0. \end{aligned} \quad (18)$$

При постановке граничных условий к уравнениям (7), (10) следует предположить, что потоки энергии извне отсутствуют и для бегущих волн амплитуды на соответствующих границах равны нулю:

$$a_+(Z=0) = 0, \quad \hat{a}(Z=L) = 0, \quad (19)$$

где $L = L_1 + L_0 + L_2$ — полная длина системы, $L_j = Chl_j$. Кроме того, естественно предположить непрерывность полей бегущих волн на границах различных секций.

Для квазикритической моды, описываемой параболическим уравнением (7в), на краях входного брэгговского зеркала следует использовать известные в теории гирионов [12] излучательные граничные условия, соответствующие свободной дифракции излучения на указанных границах:

$$\left[\hat{f} - \sqrt{\frac{C}{\pi i}} \int_0^\tau \frac{e^{-\sigma(\tau-\tau')}}{\sqrt{\tau-\tau'}} \frac{\partial \hat{f}(\tau')}{\partial Z} d\tau' \right]_{Z=0} = 0, \quad (20a)$$

$$\left[\hat{f} + \sqrt{\frac{C}{\pi i}} \int_0^\tau \frac{e^{-\sigma(\tau-\tau')}}{\sqrt{\tau-\tau'}} \frac{\partial \hat{f}(\tau')}{\partial Z} d\tau' \right]_{Z=L_1} = 0. \quad (20b)$$

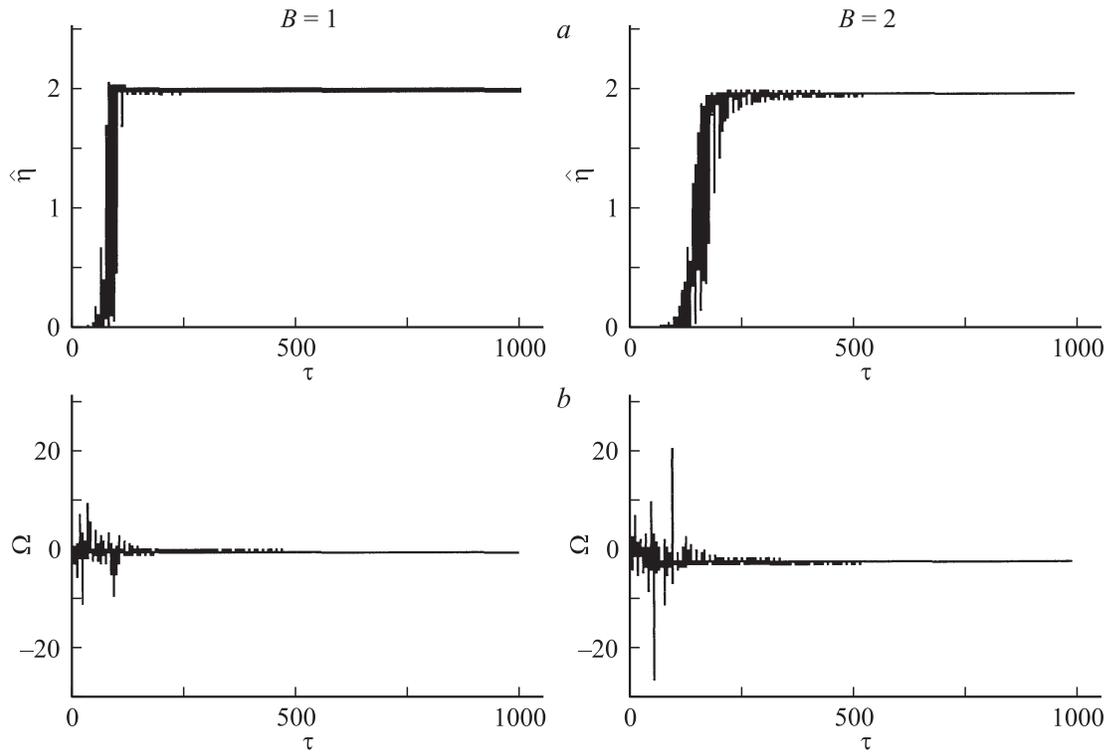


Рис. 2. Установление стационарного режима генерации при различном зазоре между пластинами резонатора: слева $B = 1$ ($\alpha_1 = 4$, $\alpha_2 = 1$), справа $B = 2$ ($\alpha_1 = 2$, $\alpha_2 = 0.5$). Зависимость от времени приведенного электронного КПД $\hat{\eta}$ (a) и текущей частоты излучения Ω (b) ($L_{1,2} = 0.4$, $L_0 = 4$, $\Delta = -0.5$).

В стационарном режиме генерации $\hat{a}_{\pm}, \hat{f} \sim \exp(i\Omega\tau)$ ($\Omega = (\omega - \omega_c)/C\omega_c$ — отстройка частоты генерации от несущей критической частоты) из уравнений (7)–(11) следует закон сохранения энергии

$$\hat{\eta}B = P_+ + P_- + P_{\text{dif}} + P_{\text{ohm}}, \quad (21)$$

где

$$\eta = \frac{C}{\mu(1 - \gamma_0^{-1})} \hat{\eta},$$

$$\hat{\eta} = \frac{1}{2\pi B} \int_0^B \int_0^{2\pi} \left(\frac{\partial \theta}{\partial Z} - \Delta \right) \Big|_{Z=L} d\theta_0 dY - \quad (22)$$

эффективность энергоотдачи электронного потока (электронный КПД).

$$P_+ = \frac{1}{4} \int_0^B |\hat{a}_+|^2_{Z=L} dY, \quad P_- = \frac{1}{4} \int_0^B |\hat{a}_-|^2_{Z=0} dY -$$

нормализованные мощности излучения, переносимые параксиальными волновыми пучками,

$$P_{\text{dif}} = \frac{CB}{4} \text{Im} \left(\hat{f} \frac{\partial \hat{f}^*}{\partial Z} \Big|_{Z=L} + \hat{f}^* \frac{\partial \hat{f}}{\partial Z} \Big|_{Z=0} \right),$$

$$P_{\text{ohm}} = \frac{\sigma B}{2} \int_0^L |\hat{f}|^2 dZ -$$

мощность дифракционных и омических потерь квазикритической моды соответственно.

Полезная мощность пропорциональна P_+ , в то время как все прочие члены в (13) представляют собой различные каналы потерь энергии. Для количественной оценки доли полезной мощности представляется целесообразным ввести величину

$$\Gamma = \frac{P_+}{\hat{\eta}B},$$

определяемую как отношение полезной мощности к полной мощности, излученной электронным потоком.

Результаты моделирования

Моделирование нелинейной динамики ЛСЭ на основе уравнений (7)–(11) проведем для рабочей частоты $f = 1$ ТГц. Предположим, что энергия частиц составляет 5.5 МэВ, период ондулятора 4 см, амплитуда ондуляторного поля $H_u = 2.8$ кОе. В этом случае для ленточного электронного потока с плотностью тока инжекции 130 А/см² параметр усиления $C \approx 1.4 \cdot 10^{-4}$. Длину входного и выходного брэгговских отражателей выберем равной $l_{1,2} = 13.5$ см, глубину гофрировки $2b_1 = 5$ и $2b_2 = 1.5 \mu\text{m}$, а периоды — $d_1 = 0.03$ и $d_2 = 0.015$ см соответственно. Предположим, что указанные отражатели разделены регулярной секцией длиной $l_0 = 150$ см. Для стенок резонатора, выполненных из меди, глубина скин-слоя $\delta \approx 0.1 \mu\text{m}$.

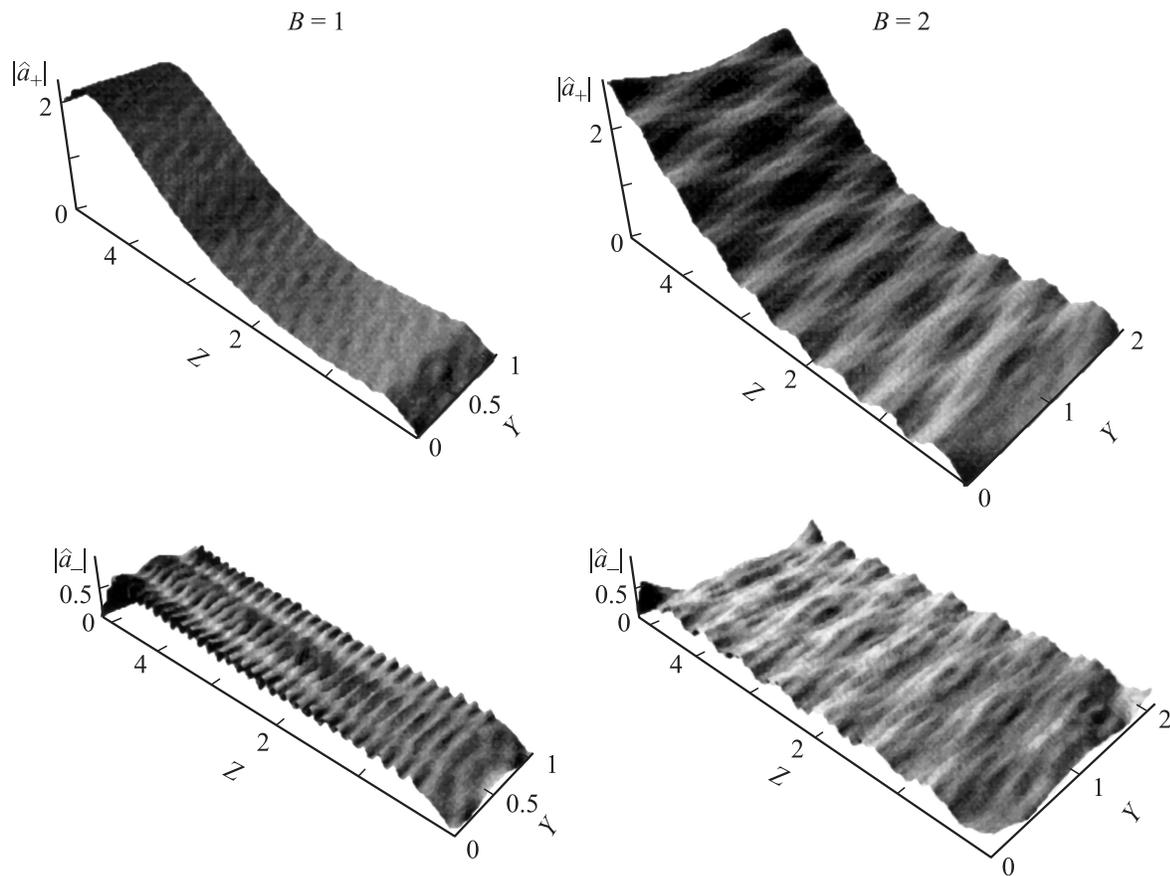


Рис. 3. Пространственные структуры полей бегущих парциальных волн $\hat{a}_{\pm}(Y, Z)$ в установившемся режиме для тех же значений нормализованных параметров, что и на рис. 2: $B = 1$ (слева), $B = 2$ (справа).

На рис. 2 представлены результаты моделирования процесса установления стационарного режима генерации при двух различных значениях нормированной ширины $B = 1$ и 2 , соответствующих зазору между пластинами резонатора 10λ и 20λ . Плотность тока предполагалась постоянной, а электронный пучок — равномерно заполняющим резонатор по координате y . Соответственно при увеличении зазора между пластинами пропорционально увеличивался полный ток инжекции, в то время как значение параметра Пирса сохранялось. При этом параметр омических потерь уменьшался, составляя в первом случае $\sigma = 0.18$, а во втором — $\sigma = 0.09$. При фиксированной глубине гофра имело также место уменьшение нормированных коэффициентов связи $\alpha_{1,2}$, величины которых указаны в подписях к соответствующим рисункам.

Пространственные распределения полей бегущих парциальных волн \hat{a}_{\pm} в стационарном режиме генерации, представленные на рис. 3, демонстрируют, что при зазоре между пластинами, достигающем 20λ , выходное излучение обладает достаточно высокой пространственной однородностью и близко по структуре к основной ТЕМ-волне.

Моделирование показало, что при выбранной сверхразмерности входное модифицированное брэгговское

зеркало обеспечивает установление стационарного одночастотного режима генерации (рис. 2). Указанный режим стабилен к изменениям параметров электронного потока. Как видно из рис. 4, при изменении параметра электронной расстройки синхронизма Δ имеет место плавное изменение частоты генерации. При $B = 1$ перескоки частоты во всей полосе генерации отсутствуют, а при $B = 2$ перескок частоты происходит лишь вблизи границы полосы генерации.

Анализ продольного распределения амплитуд полей (рис. 5) показывает, что при параметрах моделирования основное усиление излучения электронным потоком происходит в регулярной секции после входного модифицированного брэгговского зеркала. Выходное традиционное брэгговское зеркало обеспечивает относительно небольшое (до 25% по мощности) отражение во встречную волну. В результате амплитуда квазикритической моды \hat{f} , возбуждающейся во входном зеркале, относительно невелика и соответственно невелики связанные с возбуждением этой волны омические и дифракционные потери. Очевидно, величина омических потерь зависит от зазора между пластинами. При зазоре 10λ омические потери достигают 50% ($\Gamma = 50\%$) от излученной электронным потоком мощности, но при увеличении зазора до 20λ указанные потери снижаются до 20% ($\Gamma = 80\%$) (см. рис. 3, *b* и 4, *b*).

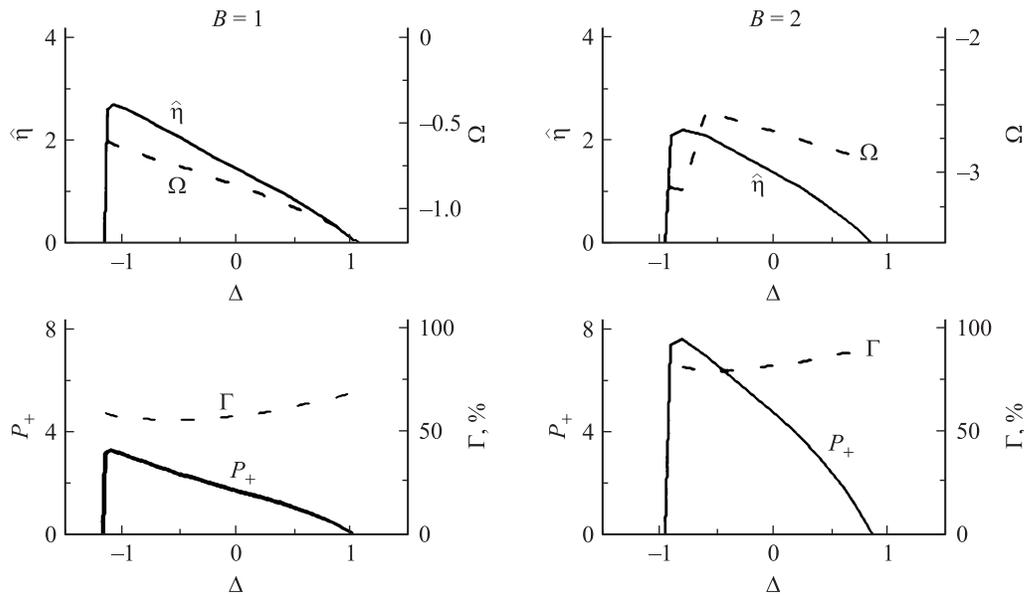


Рис. 4. Зависимость характеристик стационарного режима генерации от расстройки синхронизма Δ при различном зазоре между пластинами резонатора: $B = 1$ (слева) и $B = 2$ (справа) для тех же значений нормализованных параметров, что и на рис. 2: приведенный КПД $\hat{\eta}$ и электронная перестройка частоты Ω (a), а также нормированная мощность излучения P_+ и относительная доля полезной мощности Γ (b).

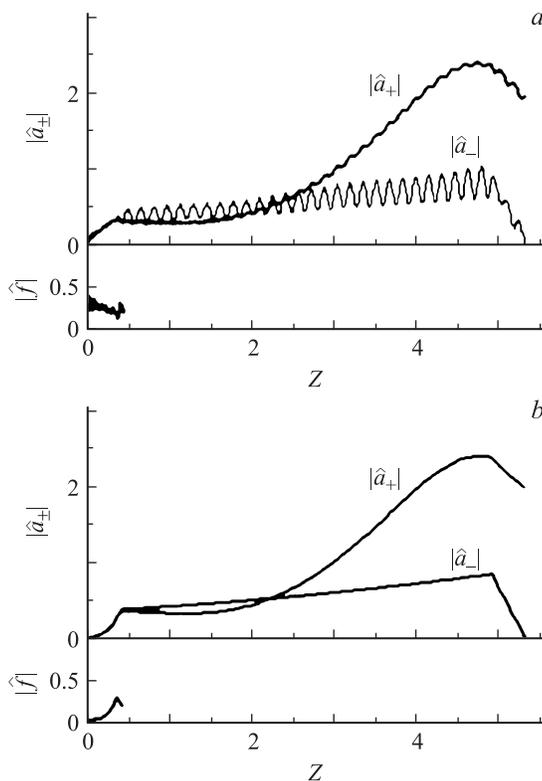


Рис. 5. Продольное распределение амплитуд полей парциальных волн \hat{a}_{\pm} и \hat{f} в стационарном режиме генерации по оси резонатора $Y = B/2$ при умеренной сверхразмерности $B = 1$ (a) и аналогичные кривые, полученные в рамках упрощенной модели, учитывающей связь трех парциальных волн (b) ($L_{1,2} = 0.4$, $L_0 = 4$, $\alpha_1 = 4$, $\alpha_2 = 1$, $\Delta = -0.5$).

Следует отметить, что при относительно малых зазорах характеристики исследуемой схемы ЛСЭ могут быть описаны в рамках модели трех парциальных волн, использованной ранее в работе [7]. Для сравнения на рис. 5, b показаны продольные распределения полей, получаемые в рамках упрощенной модели, описываемой уравнениями (17), (18). Видно, что при $B = 1$ ($b_0 = 10\lambda$) имеет место достаточно хорошее совпадение результатов. В то же время для большей сверхразмерности необходимо моделирование в рамках развитой в настоящей работе полной „многоволновой“ модели. Эта модель позволяет также оценить допустимые уровни сверхразмерности, поскольку увеличение зазора между пластинами приводит к усложнению модового состава излучения.

На рис. 6 представлены пространственные профили парциальных волновых потоков в стационарном режиме генерации при большой сверхразмерности $B = 4$ ($b_0 = 40\lambda$). В этом случае разложение поля по нормальным модам гладкого волновода содержит большое число гармоник (рис. 6, b).

Таким образом, предлагаемая схема ЛСЭ терагерцового диапазона позволяет обеспечить условия самовозбуждения, эффективного отбора энергии и пространственной когерентности излучения при сверхразмерностях системы не менее 10–20 длин волн, чего достаточно для формирования канала транспортировки интенсивного ленточного электронного потока. Как следует из результатов моделирования, при $b_0 = 20\lambda$ до 80% мощности, излученной электронным потоком, выносится из пространства взаимодействия с бегущей попутной волной \hat{a}_+ . При электронном КПД $\eta \sim 2\%$

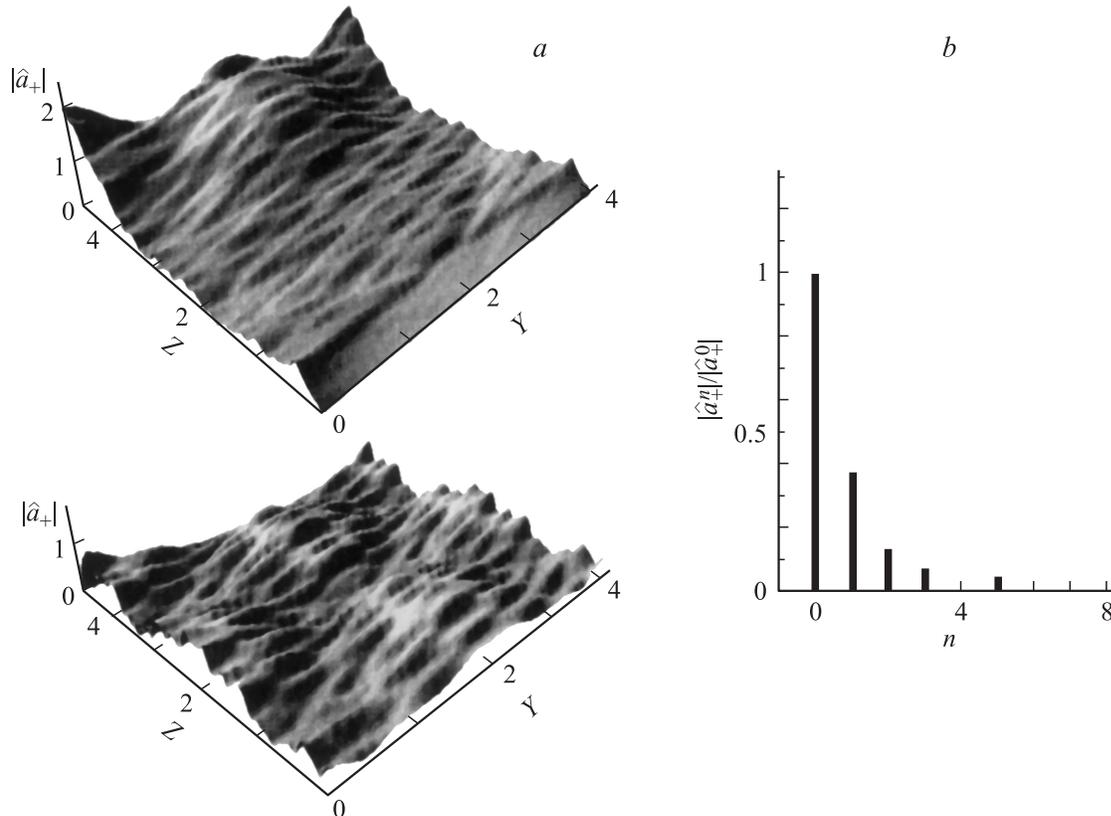


Рис. 6. Пространственное распределение полей бегущих парциальных волн $\hat{a}_{\pm}(Y, Z)$ (a) и разложение волнового пучка в выходном сечении по собственным модам регулярного волновода (b) в стационарном режиме генерации при большой сверхразмерности ($B = 4, L_{1,2} = 0.4, L_0 = 4, \alpha_1 = 1, \alpha_2 = 0.5, \Delta = -1$).

плотность мощности излучения составит $\sim 6.5 \text{ MW/cm}$.
 Время установления автоколебаний достигает 300 ns.

Возбуждение квазикритической моды внутри пространства взаимодействия является принципиальным фактором для исследуемой схемы ЛСЭ. Очевидно, что для обеспечения одномодовой генерации частотный сдвиг между квазикритическими модами, отличающимися индексом s , должен быть больше полосы усиления ЛСЭ, которая в случае однородного уширения линии определяется числом осцилляций электронов внутри пространства взаимодействия и равна числу периодов ондулятора $N = l_0/d_u$:

$$c\pi/b_0 > \omega/N.$$

Отсюда получаем критерий селекции по координате y

$$b_0 < l_0\gamma_0^{-2}/2. \quad (23)$$

Для нормированной ширины волновода из (23) вытекает условие

$$B < L/\gamma_0^2\sqrt{2C}. \quad (24)$$

При выбранной нормированной длине пространства взаимодействия $L \sim 5$ и энергии частиц $\gamma_0 \sim 10$, параметре Пирса $C \approx 1.4 \cdot 10^{-4}$ из условия (24) получаем $B \leq 2-3$. Следовательно, величина зазора между пластинами $b_0 = (10-20)\lambda$, использованная при проведенном

выше моделировании, с одной стороны, достаточна для формирования канала транспортировки интенсивного электронного пучка, а с другой — для обеспечения взаимодействия с единственной квазикритической модой с фиксированным индексом s . Таким образом, за счет включения в цепь обратной связи критической моды (36) может быть реализован механизм селекции, аналогичный используемому в гиротронах [8]. Однако, в отличие от последних, возникновение из-за рассеяния на модифицированной брэгговской структуре парааксиальных волновых потоков (3а) позволяет в случае синхронного взаимодействия электронного потока с попутной волной обеспечить типичное для ЛСЭ доплеровское смещение частоты вверх.

Важно подчеркнуть, что для планарной системы, открытой вдоль оси x (см. рис. 1), пространственная синхронизация вдоль указанной координаты должна обеспечиваться за счет естественной дифракционной расходимости излучения, пока соответствующий параметр Френеля

$$N_F = l_x^2/l_{\text{eff}}\lambda \leq 1,$$

где $l_{\text{eff}} = l_0/(1 - R_1R_2)$ — эффективная длина распространения с учетом конечности коэффициентов отражения от зеркал $R_{1,2}$. При выбранных параметрах допустимая ширина генератора l_x составляет несколько

сантиметров, что сопоставимо с ЛСЭ с традиционными квазиоптическими резонаторами [13–15].

Заключение

Отметим в заключение, что в отличие от уже реализованных ЛСЭ терагерцового диапазона на базе линейных высокочастотных ускорителей [13,14] и микротронов [15], пучки которых представляют собой последовательность коротких (пикосекундных) импульсов, предлагаемая схема может быть использована при создании генераторов на базе интенсивных квазинепрерывных (микросекундных) электронных пучков, формируемых линейными индукционными [16] или электростатическими ускорителями [17,18], где зеркала резонатора ЛСЭ должны быть совмещены с каналом транспортировки пучка. Соответственно достоинством новой схемы является возможность достижения высокой (мультимегаваттной) средней мощности излучения терагерцового диапазона и высокой энергии импульса 1–10 Дж [19].

Важно подчеркнуть достаточную универсальность описанного принципа организации обратной связи и селекции мод на основе модифицированных брэгговских структур. В частности, связь продольных и поперечных волновых потоков можно эффективно использовать в оптических лазерах с распределенной обратной связью [1,2]. Здесь включение в цепь обратной связи квазикритических мод может позволить более чем на порядок увеличить поперечный размер активной среды и соответственно мощность излучения при сохранении пространственной когерентности. Для реализации подобной схемы период гофра должен примерно вдвое превышать период традиционных брэгговских структур, кроме того, необходимо обеспечить эффективное отражение поперечных волновых потоков путем частичной металлизации поверхности диэлектрического волновода. Как и в случае ЛСЭ, селективное возбуждение единственной моды будет достигаться за счет того, что при заданном поперечном размере b_0 спектр квазикритических мод значительно более разрежен, чем спектр квазипродольных мод, формируемых непосредственной связью параксиальных волновых потоков. Соответственно относительно легко могут быть выполнены условия, при которых полоса активного вещества узка в масштабе межмодового расстояния.

Естественно, что брэгговские структуры, основанные на связи бегущих и квазикритических волн, могут быть применены в МСЭ миллиметрового диапазона с целью повышения селективности при увеличении сверхразмерности пространства взаимодействия. В таком диапазоне могут быть использованы закрытые резонаторы на основе гофрированных цилиндрических волноводов [20]. Важно подчеркнуть, что работоспособность МСЭ с резонатором, который по принципу организации обратной связи и селекции мод подобен описанному в данной работе (модифицированное входное и традиционное выходное брэгговские зеркала), подтверждена экспериментально в генераторе диапазона 8 мм, реализованном на

базе ускорителя ЛИУ-3000 (ОИЯИ) [21]. В эксперименте зарегистрирована высокая стабильность частоты генерации, задаваемой частотой отсечки критической моды, возбуждавшейся во входном зеркале.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты № 08-08-00966, 09-02-00422, 10-02-01395 и 10-08-01269).

Список литературы

- [1] Kogelnik H., Shank C.V. // J. Appl. Phys. 1972. Vol. 43. P. 2327.
- [2] Ярув А. Квантовая электроника. М.: Сов. радио, 1973. 454 с.
- [3] Bratman V.L., Denisov G.G., Ginzburg N.S., Petelin M.I. // IEEE. J. Quant. Electr. 1983. Vol. QE-19. N 3. P. 282.
- [4] Ginzburg N.S., Kaminsky A.A., Kaminsky A.K. et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 84. P. 3574.
- [5] Аржанников А.В., Гинзбург Н.С., Заславский В.Ю. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 87. № 11. С. 715.
- [6] Ginzburg N.S., Malkin A.M., Peskov N.Yu. et al. // Appl. Phys. Lett. 2009. Vol. 95. P. 043 504.
- [7] Ginzburg N.S., Malkin A.M., Peskov N.Yu. et al. // Phys. Rev. ST-AB. 2009. Vol. 12. P. 060 702.
- [8] Гапонов А.В., Гольденберг А.Л., Григорьев Д.П. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1965. Т. 2. № 9. С. 430.
- [9] Русин Ф.С., Богомолов Г.Д. // Письма в ЖЭТФ. 1966. Т. 4. № 6. С. 236.
- [10] Каценеленбаум Б.З. Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами. М.: Изд-во АН СССР, 1961. 219 с.
- [11] Ковалев Н.Ф., Орлова И.М., Петелин М.И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1968. Т. 1. № 5. С. 783.
- [12] Гинзбург Н.С., Завольский Н.А., Нусинович Г.С., Сергеев А.С. // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29. № 1. С. 106.
- [13] Dem'yanenko M.A., Esaev D.G., Knyazev V.A. et al. // Appl. Phys. Lett. 2008. Vol. 92. P. 131 116.
- [14] Neil G.R., Bohn C.L., Benson S.V. et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 84. P. 662.
- [15] Kazakevich G.M., Pavlov V.M., Jeong Y.U. et al. // Phys. Rev. ST-AB. 2009. Vol. 12. P. 040 701.
- [16] Orzechowski T.J., Anderson B.R., Clark J.C. et al. // Phys. Rev. Lett. 1986. Vol. 57. P. 17.
- [17] Elias L.R., Ramian G., Hu J., Amir A. // Phys. Rev. Lett. 1986. Vol. 57. P. 424.
- [18] Abramovich A., Canter M., Gover A. et al. // Phys. Rev. Lett. 1999. Vol. 82. P. 5257.
- [19] Гинзбург Н.С., Заславский В.Ю., Зотова И.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 91. № 6. С. 286.
- [20] Гинзбург Н.С., Заславский В.Ю., Малкин А.М. и др. // ЖТФ. 2009. Т. 79. Вып. 9. С. 142.
- [21] Гинзбург Н.С., Голубев И.И., Голубых С.М. и др. // Письма в ЖТФ (в печати).