

09:10

Использование двумерных брэгговских структур для синхронизации излучения в планарных лампах обратной волны

© Н.С. Гинзбург, Н.Ю. Песков, Р.М. Розенталь, А.С. Сергеев

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

E-mail: ginzburg@appl.sci.-nnov.ru

В окончательной редакции 17 октября 2008 г.

Предложено использовать двумерные брэгговские структуры для пространственной синхронизации излучения планарных ламп обратной волны, запитываемых широкими ленточными электронными пучками. Продемонстрирована устойчивость режима синхронизации к изменениям расстройки между частотой свободной генерации и брэгговской частотой.

PACS: 41.75.Ht, 52.35.Hr, 84.40.Fe

В последнее время проводятся достаточно интенсивные теоретические и экспериментальные исследования лазеров на свободных электронах с двумерной распределенной обратной связью [1–4]. Подобная связь реализуется с помощью двумерных брэгговских структур планарной или коаксиальной геометрии и позволяет синхронизовать излучение мощных электронных потоков ленточной и трубчатой геометрии с поперечными размерами, на несколько порядков превосходящими длину волны [5].

Вместе с тем использование двумерных брэгговских структур для синхронизации излучения поперек широкого ленточного электронного пучка может быть целесообразным и в ситуации, когда сомовозбуждение автоколебаний обусловлено внутренней обратной связью, как это имеет место при взаимодействии электронного потока со встречной волной в лампах обратной волны (ЛОВ).

Рассмотрим модель планарной ЛОВ, возбуждаемой ленточным электронным пучком, на коллекторном конце которой вне области взаимодействия электронов с синхронной волной установлена двумерная брэгговская структура (рис. 1). В сильном ведущем магнитном поле электроны взаимодействуют только с продольным электрическим полем

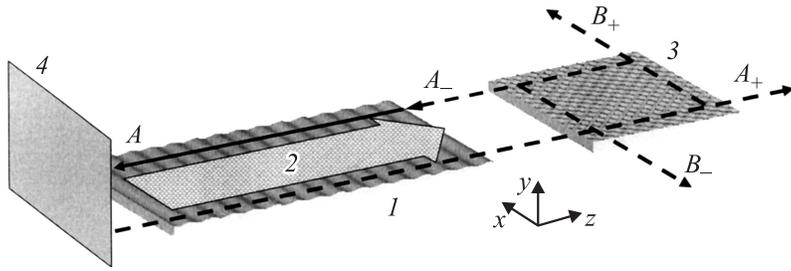


Рис. 1. Схема планарной ЛОВ с внешним двумерным брэгговским рефлектором: 1 — замедляющая система ЛОВ, 2 — ленточный электронный пучок, 3 — брэгговская структура, 4 — катодный отражатель (для наглядности опущена одна из пластин, образующих планарный волновод).

волны, которое в области пучка может быть представлено в виде

$$E(x, z, t) = \text{Re}\{E_z(x, z, t) \exp[i(\omega t + hz)]\}, \quad (1)$$

где E_z — медленно меняющаяся амплитуда синхронной волны. В предположении большого параметра Френеля $kl_x^2/l_z \gg 1$, где $k = \omega/c$, l_x , l_z — размеры системы, можно пренебречь дифракционным расплыванием волнового пучка. В приближении относительно малого изменения энергии частиц система уравнений, описывающая процесс взаимодействия электронов с полем излучения в ЛОВ, запишется в виде (ср. [6])

$$\frac{\partial A}{\partial \tau} - \frac{\partial A}{\partial \xi} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0, \quad \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} = \text{Re}(Ae^{i\theta}) \quad (2)$$

с начальными и граничными условиями

$$A|_{\tau=0} = A_0(\xi), \quad A|_{\xi=L} = A_-(\tau), \quad \theta|_{\xi=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi), \quad \partial\theta/\partial\xi|_{\xi=0} = \Delta.$$

Здесь использованы следующие нормированные переменные: $\xi = C\omega z/v_0$ — продольная координата, L — длина пространства взаимодействия в той же нормировке, $\tau = C\omega(t - z/v_0)(1 + v_0/v_{gr})^{-1}$ — временная переменная, $A = eE_z/C^2\omega m v_0 \gamma_0^3$ — амплитуда синхронной (-1)-й гармоники поля излучения, $\theta = \omega t - (h + h_0)z$ — фаза электронов относительно синхронной гармоники поля, $h_0 = 2\pi/d_0$, d_0 — период

гофрировки замедляющей системы, h — волновое число основной пространственной гармоники, $u = (1 - \gamma/\gamma_0)/C\beta_0^2\gamma_0^2$ — относительное изменение энергии электронов,

$$\Delta = \frac{v_0}{\omega C} \left(h_0 + h - \frac{\omega}{v_0} \right)$$

— расстройка синхронизма электронов с рабочей волной на несущей частоте, $C = (eJ|Z|/2mv_0^2\gamma_0^3)^{1/3}$ — параметр Пирса, $|Z|$ — сопротивление связи с замедленной гармоникой, J — ток пучка, $\gamma_0 = (1 - v_0^2/c^2)^{-1/2}$, $v_0 = \beta_0 c$ — начальная поступательная скорость электронов, v_{gr} — групповая скорость рабочей волны. В качестве несущей частоты ω удобно выбрать точную брэгговскую частоту. С учетом электронной перестройки частота свободной генерации ЛОВ будет совпадать с брэгговской частотой при $\Delta \approx -1.65$.

Будем считать, что двумерная брэгговская структура образована двумя параллельными пластинами, внутренние поверхности которых гофрированы по закону:

$$a = a_0 \cos(\bar{h}z) \cos(\bar{h}x),$$

где a_0 — глубина гофра, $\bar{h} = 2\pi/d$, d — период структуры. Для определенности будем считать, что зазор между пластинами ограничен условием, чтобы на рабочей (брэгговской) частоте распространяющейся является лишь низшая ТЕМ волна (т.е. волновод в направлении оси y является одномодовым, и перерасеяние в высшие моды отсутствует). Излучение в структуру попадает после отражения от дополнительного рефлектора, расположенного с катодной стороны системы. Подобный катодный отражатель типичен для релятивистских ЛОВ и может представлять собой, к примеру, закритическое сужение волновода [7]. На брэгговской решетке имеют место связь и взаимное рассеяние четырех волновых пучков

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \text{Re} \left([A_+ e^{-ihz} + A_- e^{ihz} + B_+ e^{-ihx} + B_- e^{ihx}] e^{i\omega t} \right), \quad (3)$$

два из которых $\langle A_{\pm} \rangle$ распространяются по оси z , а два других $\langle B_{\pm} \rangle$ — в поперечном направлении вдоль оси x . В нормированных переменных, в предположении равенства групповых скоростей волн в ЛОВ и

брэгговской структуре, система уравнений связанных волн запишется в виде

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial \tau} \pm \frac{\partial}{\partial \xi} \right) A_{\pm} \mp i\alpha(B_{+} + B_{-}) &= 0, \\ \left(\frac{\partial}{\partial \tau} \pm \frac{\partial}{\partial X} \right) B_{\pm} \mp i\alpha(A_{+} + A_{-}) &= 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Граничные условия в предположении отсутствия отражений на краях решетки имеют вид $B_{+}(\xi, X=0) = B_{-}(\xi, X=L_{\perp}) = A_{-}(\xi=L+L_{\parallel}, X) = 0$, $A_{+}(\xi=0, X) = R_c A(\xi=0, X)$, где $X = C\omega x/v_0$ — безразмерная поперечная координата, L_{\perp} , L_{\parallel} — поперечный и продольный размеры рефлектора, $\alpha = \alpha_0 v_0/C\omega$, α_0 — коэффициент связи волн на брэгговской решетке, приведенный в работе [1], R_c — коэффициент отражения от рефлектора, расположенного в катодной области ЛОВ.

Отметим важную особенность отражения плоских волн от двумерной брэгговской структуры, следующую из результатов работы [1]: при наклонном падении волны $A_{+} = A_0 \exp(ik_{\perp}x)$, где k_{\perp} — поперечное волновое число с частотой, равной брэгговской, в выражении для поля отраженной волны

$$A_{-} = A_0 \frac{\alpha^2 L_{\parallel}}{1 + \alpha^2 L_{\perp} L_{\parallel}} \frac{1 - \exp(ik_{\perp} L_{\perp})}{ik_{\perp}} \quad (5)$$

отсутствует фазовый множитель, зависящий от поперечной координаты x . Это означает, что отраженная волна при любых углах падения распространяется строго по нормали к торцу двумерного зеркала. Подобный эффект „выпрямления“ волнового фронта фактически и используется ниже для синхронизации излучения широких ленточных пучков. Заметим, что формула (5) справедлива только при частоте падающей волны, строго совпадающей с брэгговской. При введении расстройки указанных частот отраженное поле имеет более сложную структуру и не излучается строго по нормали к структуре.

Для исследования режима синхронизации выберем длину ЛОВ $L = 2.4$, так чтобы дополнительные отражения от брэгговской структуры не приводили к появлению многочастотной генерации. Поперечный размер ЛОВ выберем порядка ее длины $L_{\perp} = 3$, а длину брэгговской структуры $L_{\parallel} = 1$.

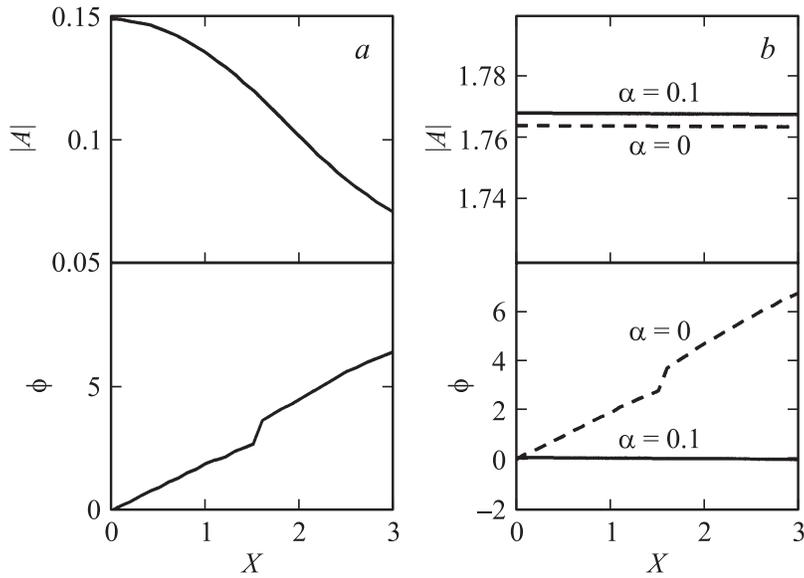


Рис. 2. Поперечное распределение амплитуды и фазы рабочей волны: *a* — начальное распределение; *b* — установившийся режим в условиях свободных колебаний ($\alpha = 0$) и при постановке двумерного брэгговского рефлектора с $\alpha = 0.1$.

Рассмотрим вначале поведение системы при равенстве брэгговской и собственной частоты ЛОВ в условиях полного отражения рабочей волны от катодного рефлектора ($|R_c| = 1$). В режиме свободных колебаний ($\alpha = 0$) после окончания переходного процесса модуль поля выходного излучения принимает постоянное вдоль поперечного сечения значение, в то время как распределение фазы практически повторяет начальное (рис. 2, *a, b*), т. е. фактически является случайным. Введение брэгговской структуры приводит к установлению однородного распределения фазы по поперечной координате (рис. 2, *b*).

При изменении расстройки синхронизма Δ , которое в реальной системе может быть обусловлено нестабильностью ускоряющего напряжения, режим синхронизации сохраняется в полосе изменения

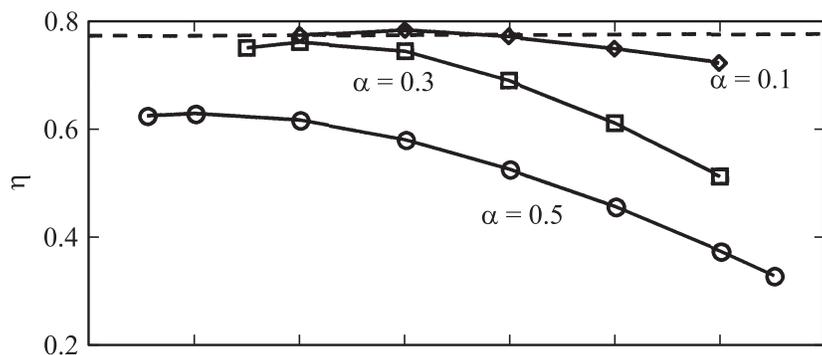


Рис. 3. Изменение волнового КПД η при изменении расстройки Δ между частотой свободной генерации и брэгговской частотой (пунктир — КПД при $\alpha = 0$).

расстроек $\delta\Delta \sim 1$ (рис. 3). Увеличение коэффициента связи приводит к расширению полосы синхронизации, однако при этом за счет увеличения потерь на излучение поперечных волн B_{\pm} уменьшается волновой КПД η , т.е. доля энергии, ассоциированная с излучением волны A_{+} . Потеря синхронизации происходит из-за перестройки структуры поля из симметричной в антисимметричную, что приводит к значительному снижению отражений от брэгговской структуры. В результате фазовый фронт поля рабочей волны не достигает стационарного состояния.

Таким образом, результаты проведенного исследования показывают возможность использования двумерных брэгговских структур для пространственной синхронизации излучения в планарной модели ЛОВ, запитываемой широким ленточным электронным пучком. Продемонстрирована устойчивость режима синхронизации к изменениям параметра расстройки между частотой генерации и брэгговской частотой, которые в реальных условиях могут быть обусловлены нестабильностью параметров электронного потока.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 05-02-17036).

Список литературы

- [1] *Гинзбург Н.С., Песков Н.Ю., Сергеев А.С.* // Радиотехника и электроника. 1995. Т. 40. № 3. С. 401–414.
- [2] *Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S. et al.* // Phys. Rev. E. 1999. V. 60. N 1. P. 935–945.
- [3] *Cross A.W., Konoplev I.V., Ronald K. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 80. N 9. P. 1517–1519.
- [4] *Песков Н.Ю., Гинзбург Н.С., Денисов Г.Г. и др.* // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. В. 3. С. 46–56.
- [5] *Arzhannikov A.V., Bobylev V.B., Koidan V.S. et al.* // Fusion Tech. 1999. V. 35 (1T). P. 136–140.
- [6] *Гинзбург Н.С., Кузнецов С.П., Федосеева Т.Н.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21. В. 7. С. 1037–1052.
- [7] *Ковалев Н.Ф., Петелин М.И., Райзер М.Д. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 1973. Т. 18. В. 4. С. 232–235.