

11;12

Пространственно-развитая коаксиальная 30-GHz лампа обратной волны с синхронизацией излучения двумерной брэгговской структурой

© Н.С. Гинзбург, В.Ю. Заславский, Е.В. Иляков, И.С. Кулагин,
Н.Ю. Песков, А.С. Сергеев

Институт прикладной физики РАН, Н. Новгород
E-mail: peskov@appl.sci-nnov.ru

Поступило в Редакцию 14 января 2013 г.

Проведены теоретические и экспериментальные исследования коаксиальной лампы обратной волны с двумерной брэгговской структурой, установленной на выходе пространства взаимодействия. Возникающие в данной структуре азимутальные волновые потоки позволяют синхронизовать излучение различных фракций трубчатого релятивистского электронного пучка большого диаметра. В экспериментальном макете лампы обратной волны, реализованном на базе ускорителя „Сатурн“ (300 keV/200 A/1 μ s) при периметре системы, составляющем более 15 длин волн, получено узкополосное излучение 8-мм диапазона с мегаваттным уровнем мощности.

В настоящее время рекордный (гигаваттный) уровень мощности излучения в сантиметровом диапазоне длин волн достигнут в релятивистских черенковских генераторах [1–4]. Однако дальнейшее повышение мощности, как и укорочение длины волны излучения в данном классе генераторов, может быть реализовано только путем увеличения сверхразмерности пространства взаимодействия, что в свою очередь требует использования новых методов обеспечения когерентности излучения (селекции мод по поперечному индексу).

Для решения данной задачи в лазерах на свободных электронах (МСЭ) на основе пространственно-развитых релятивистских электронных пучков (РЭП) ленточной и трубчатой геометрии было предложено [5] использование двумерной распределенной обратной связи (РОС), реализуемой с помощью так называемых двумерных брэгговских структур. К настоящему времени работоспособность нового

механизма обратной связи подтверждена экспериментально в МСЭ планарной [6] и коаксиальной [7] геометрии, реализованных соответственно в ИЯФ СО РАН (Новосибирск) и Стратклайдском университете (Глазго, Великобритания). Представляется перспективным расширение сферы приложений нового механизма обратной связи, в том числе применительно к пространственно-развитым релятивистским черенковским генераторам [8,9]. Использование в генераторах данного типа прямолинейно движущихся РЭП снижает (по сравнению с МСЭ) требования к разбросу их параметров и упрощает систему формирования. Это, с одной стороны, позволяет увеличить плотность электронных потоков и соответственно выходную мощность излучения, а с другой — делает генераторные схемы более компактными, что является несомненным достоинством с точки зрения потенциальных приложений.

Данная статья посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию коаксиальной лампы обратной волны (ЛОВ) на основе трубчатого РЭП с большим периметром. Выбранная геометрия генератора позволяет увеличить полный ток пучка и интегральную мощность излучения, а использование двумерной брэгговской структуры, установленной на выходе пространства взаимодействия, призвано обеспечить синхронизацию излучения по азимутальной координате.

Схема коаксиальной ЛОВ с двумерным брэгговским „синхронизатором“ изображена на рис. 1. Замедляющая система обеспечивает взаимодействие магнитонаправленного трубчатого РЭП, движущегося в $+z$ -направлении с поступательной скоростью $v_{\parallel} = \beta_{\parallel}c$, со встречно рас-

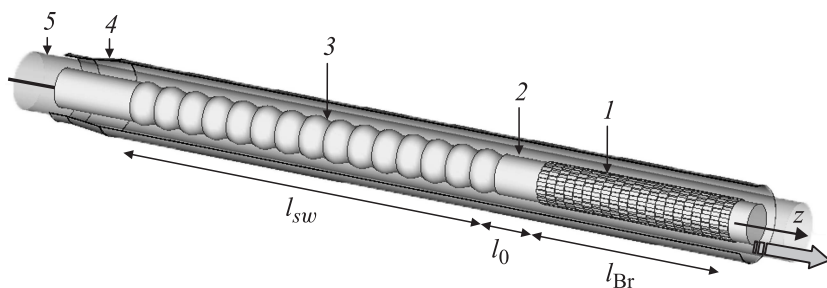


Рис. 1. Схема коаксиальной ЛОВ, синхронизируемой внешней двумерной брэгговской структурой 1; 2 — секция регулярного волновода, 3 — замедляющая система, 4 — критическое сужение, 5 — трубчатый электронный пучок.

пространяющейся пространственной гармоникой волны коаксиального волновода ТМ_{0,1}-тип. В приближении относительно малого изменения энергии частиц система уравнений, описывающая процесс взаимодействия электронов с полем синхронной волны

$$E_z = \text{Re}\{\mathbf{A}_-(\varphi, z, t)E_z^0(r)e^{i\bar{\omega}t - i(h+h_{sw})z}\}, \quad (1)$$

запишется в виде (ср. с [10])

$$\frac{iC}{2} \frac{\partial^2 A_-}{\partial X^2} + \left(\frac{\partial}{\partial \tau} - \frac{\partial}{\partial Z} \right) A_- = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0, \quad (2)$$

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

с начальными и граничными условиями

$$A|_{\tau=0} = A_0(X, Z), \quad A_-|_{Z=L} = 0, \quad \theta|_{Z=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi), \quad (3)$$

$$\left(\frac{1}{\beta_{\parallel}} \frac{\partial}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial Z} \right) \theta \Big|_{Z=0} = \Delta.$$

Следует отметить, что в предположении малой кривизны коаксиального волновода (средний радиус волновода r_0 существенно превосходит длину волны $r_0 \gg \lambda$ и расстояние (зазор) между проводниками $r_0 \gg a_0$) для описания взаимодействия может быть адаптирована квазиплоская модель [11] и введена поперечная координата $x = r_0\varphi$ вдоль азимута системы. В (2), (3) использованы следующие нормированные переменные и параметры: $\tau = \bar{\omega}tC$, $X = xhC$, $Z = zhC$, $A_- = \mathbf{A}_- eK/mc\bar{\omega}\gamma^3 C^2$, $C = \sqrt[3]{\pi eKI_0/2a_0mc\bar{\omega}^2\gamma^3}$ — параметр усиления Пирса, I_0 — погонный ток пучка, K — импеданс связи электронов с волной, γ — релятивистский масс-фактор, $\theta = \bar{\omega}t - (h + h_{sw})z$ — фаза электронов относительно синхронной гармоники поля, $h_{sw} = 2\pi/d_{sw}$, d_{sw} — период гофрировки замедляющей системы, Δ — расстройка синхронизма на несущей частоте, в качестве которой выбрана брэгговская частота $\bar{\omega}$ (см. далее).

На катодном конце пространства взаимодействия (при $z = 0$) установлено запредельное сужение, отражающее синхронную волну \mathbf{A}_- в попутную волну \mathbf{A}_+

$$A_+|_{Z=0} = RA(X, \tau), \quad (4)$$

которая далее распространяется, не взаимодействуя с электронным пучком. Расположенная на коллекторном конце пространства взаимодействия двумерная брэгговская структура представляет собой секцию коаксиального волновода с двоякопериодической гофрировкой

$$r = \frac{r_1}{4} [\cos(\bar{h}_z z - \bar{h}_x x) + \cos(\bar{h}_z z + \bar{h}_x x)], \quad (5)$$

на которой в условиях брэгговского резонанса

$$h_x = \bar{h}_x, \quad h = \bar{h}_z \quad (6)$$

имеют место связь и взаимное рассеяние четырех парциальных волн

$$\vec{E} = \text{Re}[(\mathbf{A}_+ e^{-ihz} + \mathbf{A}_- e^{ihz}) \vec{E}_A^0(r) e^{i\bar{\omega}t} + (\mathbf{B}_+ e^{-ih_x x} + \mathbf{B}_- e^{ih_x x}) \vec{E}_B^0(r) e^{i\bar{\omega}t}]. \quad (7)$$

Здесь r_1 — глубина гофрировки, $\bar{h}_z = 2\pi/d_z$, d_z — период гофрировки в продольном направлении, $\bar{h}_x = \bar{M}/r_0$, \bar{M} — число азимутальных заходов гофрировки, $\bar{\omega} = c\sqrt{h^2 + \kappa_A^2} = c\sqrt{\bar{h}_z^2 + \kappa_B^2}$, $\kappa_{A,B}$ — радиальные волновые числа соответствующих волн. В квазиоптическом приближении процесс взаимного рассеяния этих волн описывается следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{iC}{2} \frac{\partial^2 A_{\pm}}{\partial X^2} + \left(\frac{\partial}{\partial \tau} \pm \frac{\partial}{\partial Z} \right) A_{\pm} + i\alpha(B_+ + B_-) &= 0, \\ \frac{iC}{2} \frac{\partial^2 B_{\pm}}{\partial Z^2} + \left(\frac{\partial}{\partial \tau} \pm \frac{\partial}{\partial X} \right) B_{\pm} + i\alpha(A_+ + A_-) &= 0, \end{aligned} \quad (8)$$

где нормировки для пространственных координат и амплитуд парциальных волн аналогичны использованным при записи уравнений (2), (3). Азимутальные волновые потоки \mathbf{B}_{\pm} , возникающие на двумерной брэгговской гофрировке, с учетом переизлучения в обратную волну \mathbf{A}_- обеспечивают синхронизацию излучения трубчатого РЭП большого диаметра. Коэффициент связи волн на двумерной брэгговской структуре в случае используемой в экспериментальной реализации ЛОВ связи парциальных волн ТМ (\mathbf{A}_{\pm})- и ТЕ (\mathbf{B}_{\pm})-типа равен

$$\alpha = \frac{r_1 \kappa_B}{4a_0 \sqrt{h h_x} C}. \quad (9)$$

В случае коаксиальной геометрии парциальные волны удовлетворяют условию цикличности $\mathbf{A}_{\pm}; \mathbf{B}_{\pm}(x + l_x, z, t) = \mathbf{A}_{\pm}; \mathbf{B}_{\pm}(x, z, t)$, где $l_x = 2\pi r_0$ — средний периметр структуры. Это позволяет разложить поля в ряд Фурье

$$A_{\pm}(X; Z; \tau) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_{\pm}^m(Z; \tau) e^{ismX}, \quad B_{\pm}(X; Z; \tau) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} B_{\pm}^m(Z; \tau) e^{ismX} \quad (10)$$

($s = 2\pi/L_x$) и рассматривать каждую гармонику как моду с азимутальным индексом m . Граничные условия к уравнениям (10) соответствуют отсутствию волновых потоков извне и идеальному согласованию для парциальных волн на границах гофрировки.

Экспериментальное исследование коаксиальной ЛОВ проводилось на основе ускорителя „Сатурн“ (300 keV/300 A/1 μ s) с термоэмиссионным катодом, формировавшем трубчатый РЭП с диаметром 50 mm и толщиной стенки 2 mm (сверхразмерность $l_x/\lambda \sim 16$). По сравнению со взрывоэмиссионными РЭП, использованными в предшествующих экспериментах [6,7], достоинством термоэмиссионных пучков является их стабильность, однородность поперечной структуры и микросекундная длительность, которая значительно превышает времена переходных процессов в генераторе. Пространство взаимодействия ЛОВ со средним диаметром внутреннего проводника 4.6 cm и наружного проводника 5.5 cm было выполнено из электропрочной меди, что позволяло работать при напряженностях ВЧ-поля на стенке $\sim 250\text{--}300$ kV/cm. Замедляющая система имела вид синфазной гофрировки длиной 20 cm на внутреннем и 10 cm на внешнем проводниках с периодом 5.2 mm и глубиной 1 mm. С катодной стороны было установлено закритическое сужение, обеспечивающее практически полное отражение рабочей волны.

Двумерная брэгговская структура длиной 20 cm была установлена с коллекторной стороны пространства взаимодействия на расстоянии 2 cm от замедляющей структуры. Гофрировка была выполнена на внутреннем проводнике и имела период 2.2 cm, амплитуду 0.4 mm и 16 вариаций по азимуту. Эта структура обеспечивала в окрестности частоты 30 GHz связь рабочей попутной и встречной волн ТМ_{0,1}-типа (волны \mathbf{A}_{\pm}) через возбуждение азимутальных волновых потоков ТЕ_{16,0}-типа (волны \mathbf{B}_{\pm}), имеющих противоположное направление вращения. Согласно проведенному моделированию и результатам „холодных“

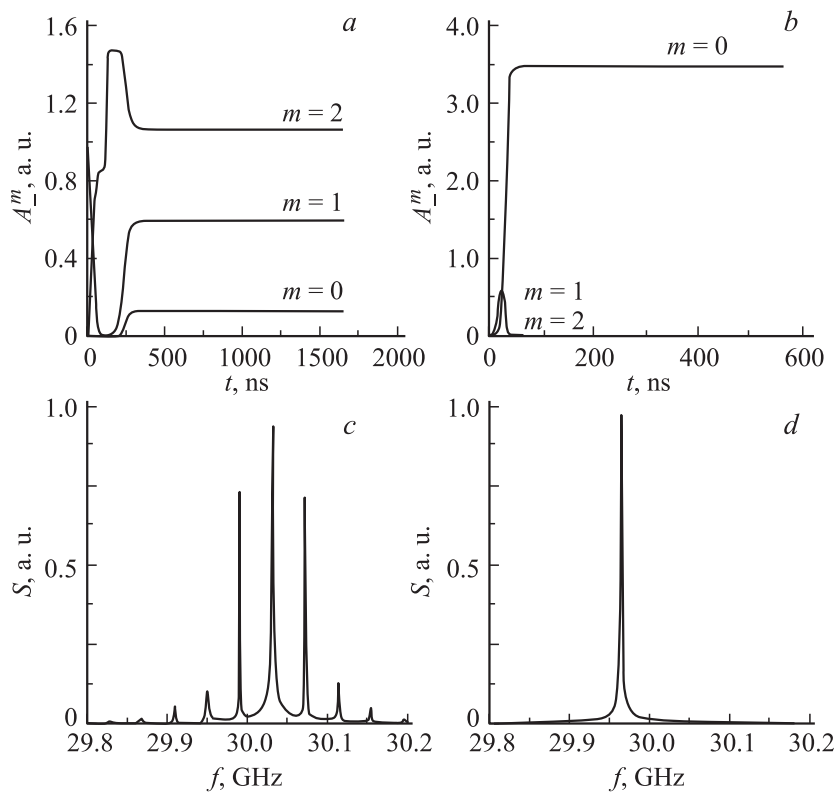


Рис. 2. Результаты моделирования коаксиальной 30-GHz ЛОВ на основе ускорителя „Сатурн“ в отсутствие (*a, c*) и при наличии (*b, d*) двумерного брэгговского синхронизатора: *b* — зависимость амплитуды азимутальных гармоник A_m^- от времени, *c, d* — спектр излучения S в установившемся режиме генерации.

электродинамических тестов, данная структура имела в окрестности центральной частоты 30.2 GHz полосу отражения с шириной до 0.5 GHz и максимальным коэффициентом отражения по мощности для рабочей $TM_{0,1}$ -моды $\sim 60\%$.

Моделирование коаксиальной ЛОВ в рамках уравнений (1)–(10) проводилось при параметрах, близки к указанным выше экспериментальным значениям. В режиме „свободной генерации“ (т.е. в отсут-

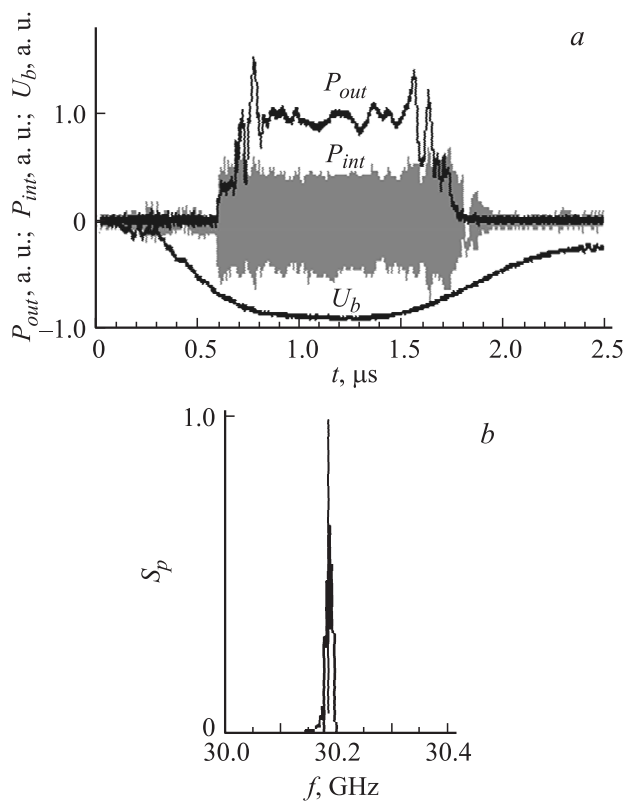


Рис. 3. Результаты экспериментального исследования коаксиальной 30-GHz ЛОВ с двумерным брэгговским синхронизатором: типичные осциллограммы напряжения U_b , огибающей выходной ВЧ мощности P_{out} и сигнала со смесителя P_{int} (b), а также соответствующий спектр мощности излучения S_p при интегрировании между моментами времени 0.9 и 1.4 μs (a). Параметры РЭП 260 keV/50 A.

ствии двумерной брэгговской структуры) моделирование при сверхразмерности $l_x/\lambda \approx 16-22$ демонстрирует возникновение многочастотного режима генерации с возбуждением нескольких азимутальных мод: $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ (рис. 2, a, c). Наличие двумерной брэгговской структуры на выходе системы при той же сверхразмерности обеспе-

чивает установление стационарного режима колебаний на основной азимутально-симметричной моде (рис. 2, *b, d*).

Следует отметить, что важной особенностью экспериментов, проводимых на ускорителе „Сатурн“, является некоторый дрейф напряжения и соответственно энергии частиц в течение импульса. Результаты моделирования ЛОВ с двумерным „синхронизатором“ показывают, что это приводит к некоторому уширению спектра излучения. Фактически частота генерации перестраивается вслед за напряжением пучка в соответствии с условиями синхронизма. В случае многочастотного режима имеет место уширение на каждой из генерируемых гармоник.

Результаты экспериментального исследования ЛОВ с двумерным брэгговским синхронизатором приведены на рис. 3. Стартовый ток генерации составил около 30 А. Устойчивые режимы узкополосной генерации с шириной спектра $\sim 5\text{--}10$ МГц наблюдались при умеренных токах пучка до 70–80 А. В соответствии с моделированием некоторое уширение спектра излучения наблюдалось вслед за плавным изменением напряжения РЭП. При оптимальном выборе параметров (в соответствии с условиями синхронизма) частота генерации находилась в области частоты отражения двумерной структуры ~ 30.2 GHz. В то же время в соответствии с результатами моделирования, существовали дополнительные области „синхронизации“, в которых частота генерации была отстроена от брэгговской частоты на величину $\sim 150\text{--}200$ МГц. Мощность излучения по калориметрическим измерениям составляла до 1.5–2 MW, что соответствовало КПД на уровне $\sim 5\%$. Возникновение многочастотных автомодуляционных режимов генерации наблюдалось при токах более 90 А.

Таким образом, проведенные исследования подтвердили перспективность создания коротковолновых пространственно-развитых черенковских мазеров с использованием двумерной РОС. В соответствии с результатами теоретического анализа установка двумерного брэгговского синхронизатора в ЛОВ коаксиальной геометрии позволила реализовать стабильные узкополосные режимы генерации при поперечных размерах системы (периметре) $\sim 15\text{--}20$ длин волн в достаточно широкой области значений токов пучка.

Дальнейшее увеличение сверхразмерности возможно при удалении внутреннего проводника и переходе к полым цилиндрическим резонаторам с двумерно-периодической структурой [10], которая одновременно играет роль замедляющей системы и двумерного брэгговского резонатора.

Список литературы

- [1] Ковалев Н.Ф., Петелин М.И., Райзер М.Д. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1973. Т. 18 (4). С. 232.
- [2] Ельчанинов А.С., Загулов Ф.Я., Коровин С.Д. и др. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7. В. 19. С. 1168.
- [3] Бугаев С.П., Канавец В.И., Климов А.И. и др. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. В. 22. С. 1358.
- [4] Климов А.И., Куркан И.К., Полевин С.Д. и др. // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. В. 6. С. 23.
- [5] Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S. // Optics Commun. 1994. V. 112. P. 151.
- [6] Аржанников А.В., Гинзбург Н.С., Заславский В.Ю. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 87 (11). С. 715.
- [7] Kopylov I.V., Cross A.W., Phelps A.D.R. et al. // Phys. Rev. E. 2007. V. 76. P. 056406.
- [8] Гинзбург Н.С., Песков Н.Ю., Розенталь Р.М., Сергеев А.С. // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. В. 4. С. 80.
- [9] Гинзбург Н.С., Заславский В.Ю., Малкин А.М. и др. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. В. 2. С. 77.
- [10] Гинзбург Н.С., Заславский В.Ю., Малкин А.М., Сергеев А.С. // ЖТФ. 2012. Т. 82. В. 12. С. 84.
- [11] Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. М.: Сов. радио, 1957. 440 с.