

12

Использование двумерно-периодических замедляющих структур на основе сверхразмерных цилиндрических волноводов для генерации импульсов черенковского сверхизлучения большой пиковой мощности

© Н.С. Гинзбург^{1,2}, В.Ю. Заславский¹, А.М. Малкин¹,
А.С. Сергеев¹

¹ Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского
E-mail: ginzburg@appl.sci-nnov.ru

Поступило в Редакцию 2 февраля 2017 г.

Для стабилизации азимутальной структуры импульсов сверхизлучения предложено использовать двумерно-периодические брэгговские структуры, которые одновременно выполняют роль замедляющей системы. Анализ в рамках квазиоптического подхода подтверждается результатами трехмерного РИС-моделирования и демонстрирует возможность генерации на основе описанной системы мультитигаваттных наносекундных импульсов миллиметрового диапазона.

DOI: 10.21883/PJTF.2017.16.44934.16729

В работах [1,2] развивается метод повышения пиковой мощности субнаносекундных микроволновых импульсов путем суммирования сигналов нескольких генераторов сверхизлучательного типа. Система состоит из параллельных каналов, каждый из которых представляет собой периодическую замедляющую систему на основе одномодового гофрированного волновода, через который движется короткий электронный пучок, генерируя импульсы сверхизлучения (СИ). Когерентность излучения из различных каналов достигается за счет синхронности инжекции в пространство взаимодействия электронных импульсов, имеющих близкий профиль фронтов тока и напряжения. В результате

оказывается возможным реализовать когерентное сложение излучения нескольких генераторов СИ.

Альтернативным способом повышения мощности является использование одноканальных схем на основе сверхразмерных волноводов. В этом случае основным вопросом является обеспечение когерентности излучения, включая стабильность азимутальной структуры. Одним из методов решения данной проблемы является использование двумерных брэгговских структур. Для режимов квазистационарной генерации указанный метод эффективен как для излучения криволинейных пучков в лазерах на свободных электронах [3], так и для излучения прямолинейных пучков в приборах черенковского типа [4]. В последнем случае двумерная структура может играть роль замедляющей системы, над которой распространяются поверхностные волны. Цель настоящей работы — показать, что подобные двумерно-периодические замедляющие структуры могут быть использованы также для обеспечения азимутальной когерентности импульсов СИ. По существу, данная работа инициирована уже проведенными экспериментальными исследованиями черенковского СИ двухмиллиметрового диапазона при возбуждении поверхностных волн в сверхразмерном цилиндрическом волноводе с традиционной однопериодической гофрировкой [5]. При хорошей юстировке системы генерируемое излучение имело преимущественно азимутально-симметричную структуру. Тем не менее небольшая несоосность приводила к деформации диаграммы направленности, которая соответствовала возбуждению азимутально-несимметричных мод.

В настоящей работе в рамках усредненной квазиоптической модели, а также РС-моделирования показано, что использование двумерно-периодических замедляющих систем позволяет значительно увеличить стабильность генерации импульсов СИ, при которой выходное излучение имеет азимутально-симметричную структуру.

Рассмотрим задачу о черенковском СИ короткого электронного пучка, движущегося прямолинейно со скоростью $V_0 = \beta_0 C$ вдоль ведущего магнитного поля в сверхразмерном цилиндрическом волноводе (рис. 1). На поверхность волновода нанесена двумерно-периодическая гофрировка $r = \frac{r}{4} [\cos(\bar{M}\varphi - \bar{h}_z z) + \cos(\bar{M}\varphi + \bar{h}_z z)]$, которая представляет собой суперпозицию двух \bar{M} -заходных винтовых гофрировок с противоположными направлениями вращения, где $\bar{h}_z = 2\pi/d_z$, d_z — период гофрировки вдоль продольной координаты z . Предположим, что геометрические параметры системы обеспечивают выполнение соотно-

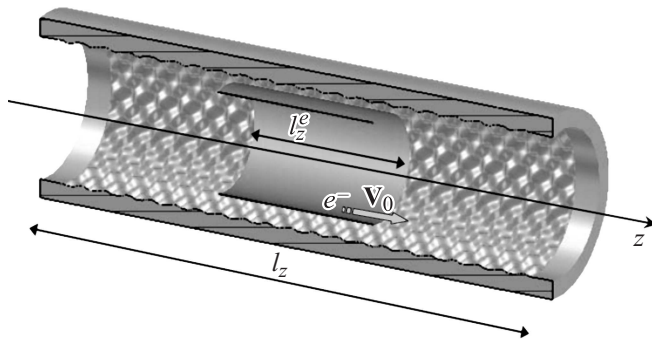


Рис. 1. Схема генератора импульсов СИ, основанного на возбуждении коротким электронным пучком поверхностных волн в сверхразмерном волноводе с двумерно-периодической гофрировкой.

шения $d_z = 2\pi r_0/\overline{M}$, при котором $\overline{h}_z = \overline{h}_x = \overline{h}$, где $\overline{h}_x = \overline{M}/r_0$. Если волновод имеет малую кривизну, т.е. радиус волновода r_0 существенно превосходит длину волны λ , то можно ввести координату $x = r_0\varphi$ вдоль азимута волновода и использовать квазиплоскую модель для описания связи парциальных волн на гофрированной поверхности [4].

На двумерно-гофрированной поверхности в условиях брэгговского резонанса возникает связь и взаимное рассеяние четырех квазиоптических волновых пучков

$$\mathbf{H} = \text{Re} \left[\left(\mathbf{x}_0 (C_z^+(x, z, y, t)e^{-i\overline{h}z} + C_z(x, z, y, t)e^{i\overline{h}z}) + \mathbf{z}_0 (C_x^+(x, z, y, t)e^{-i\overline{h}x} + C_x(x, z, y, t)e^{i\overline{h}x}) \right) e^{i\overline{\omega}t} \right], \quad (1)$$

два из которых (C_z^\pm) распространяются в продольных $\pm z$ -направлениях, а два других (C_x^\pm) — в азимутальных $\pm x$ -направлениях. Здесь y — радиальная координата, отсчитываемая по нормали от поверхности волновода.

Сверхизлучение коротких электронных пучков в сверхразмерном цилиндрическом волноводе с двумерно-периодической замедляющей системой происходит на частотах, близких к брэгговской $\overline{\omega} = \overline{h}c$, и в

сделанных предположениях может быть описано следующей нестационарной самосогласованной системой уравнений (ср. с [4,5]):

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{C}_z^+}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{C}_z^+}{\partial \tau} + i \frac{\partial^2 \hat{C}_z^+}{\partial Y^2} &= i\alpha(\hat{C}_x^+ + \hat{C}_x^-)\delta(Y) - \frac{\chi(Z - \beta_0\tau)}{B_e} \frac{\partial}{\partial Y}(JF(Y)), \\ -\frac{\partial \hat{C}}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{C}}{\partial \tau} + i \frac{\partial^2 \hat{C}_z^-}{\partial Y^2} &= i\alpha(\hat{C}_x^+ + \hat{C}_x^-)\delta(Y), \\ \pm \frac{\partial \hat{C}_x^\pm}{\partial X} + \frac{\partial \hat{C}_x^\pm}{\partial \tau} + i \frac{\partial^2 \hat{C}_x^\pm}{\partial Y^2} &= i\alpha(\hat{C}_z^+ + \hat{C}_z^-)\delta(Y). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь функция $\chi(Z - \beta_0\tau)$ описывает форму токового импульса, а функция $F(Y)$ — радиальное распределение плотности частиц, $B_e = \int_0^B F(Y)dY$ — эффективная толщина пучка. Электронный ток $J = 1/\pi \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta$ находится из уравнений движения частиц

$$\left(\frac{\partial}{\partial Z} + \beta_0^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \theta = \text{Re} \left[\frac{\partial \hat{C}_z^+}{\partial Y} e^{i\theta} \right] \quad (3)$$

с граничными условиями $\theta|_{Z=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi)$, $(\frac{\partial}{\partial Z} + \beta_0^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau})\theta|_{Z=0} = \Delta$. Здесь $\theta = \bar{\omega}(t - z/c)$ — фаза электронов относительно попутной парциальной волны, $\Delta = (1 - \beta_0)/\beta_0 G > 0$ — расстройка синхронизма. В уравнениях (2), (3) использованы нормированные величины: $Z = G\bar{h}z$, $X = G\bar{h}x$, $Y = \sqrt{2G}\bar{h}y$, $\tau = G\bar{\omega}t$, $\hat{C}_{z,x}^\pm = \frac{e\mu C_{z,x}^\pm}{mc^2\bar{h}\gamma_0 G^{3/2}}$, $\alpha = \sqrt{2}\bar{h}\tilde{r}/16\sqrt{G}$ — параметр связи волновых пучков, $G = (\frac{\sqrt{2}}{\pi} \frac{eI_0}{mc^3} \frac{\mu}{\gamma_0} \frac{\lambda}{r_0})^{2/3}$ — параметр усиления, I_0 — полный ток пучка, $\mu \approx \gamma_0^{-2}\beta_0^{-3}$ — параметр инерционной группировки электронов, $\gamma_0 = (1 - \beta_0^2)^{-1/2}$.

С учетом цилиндрической геометрии системы уравнения (2) следует дополнить условием цикличности для всех парциальных волн, $\hat{C}_{z,x}^\pm(X + L_x, Z, Y, \tau) = \hat{C}_{z,x}^\pm(X, Z, Y, \tau)$, где $L_x = 2\pi\bar{h}Gr_0$ — периметр системы. Это позволяет разложить поля в ряды Фурье $\hat{C}_{z,x}^\pm(X, Z, Y, \tau) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \hat{C}_{z,x}^{m\pm}(Z, Y, \tau)e^{2\pi imX/L_x}$, рассматривая каждую гармонику как моду с азимутальным индексом m . Граничные условия

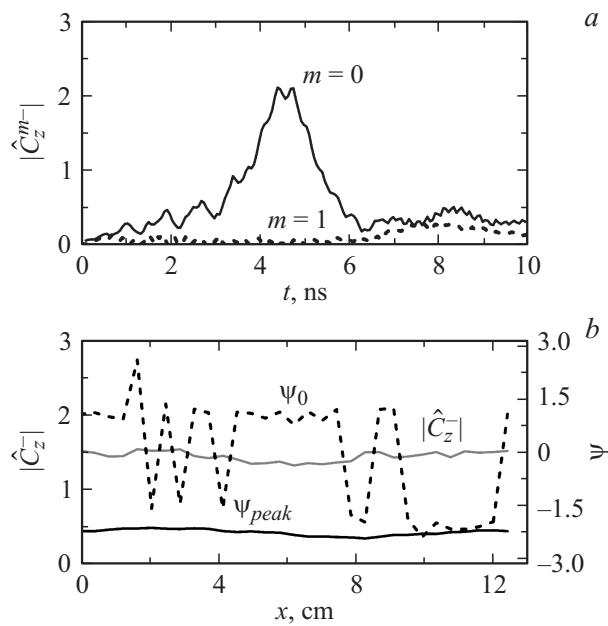


Рис. 2. Моделирование процессов СИ в рамках квазиоптического подхода. *a* — временные зависимости амплитуд $|\hat{C}_z^{m-}|$ мод с различным азимутальным индексом, *b* — распределение амплитуды $|\hat{C}_z^-|$ поля и его фазы по азимутальной координате x на выходе из системы ($z = 0$); Ψ_0 — начальное случайное распределение фазы, Ψ_{peak} — фазовый фронт в момент времени $t = 4.5$ ns, в который достигается максимальная интенсивность импульса СИ ($L_x = 6.7$, $L_z = 20$, $B_e = 0.6$, $\alpha \approx 0.5$, $\Delta \approx 2.1$).

к уравнениям (2) на концах гофрированного участка волновода соответствуют отсутствию потоков энергии извне: $\hat{C}_z^+|_{z=0} = 0$, $\hat{C}_z^-|_{z=L_z} = 0$, где $L_z = Gh\bar{l}_z^-$ — нормированная длина системы.

Проведем на основе уравнений (2), (3) моделирование процесса СИ 36 GHz-диапазона в волноводе с диаметром $D = 40$ mm (параметр сверхразмерности $D/\lambda \approx 5$). Пусть период гофрировки 7 mm, амплитуда гофрировки 1 mm, длина гофрированного участка 280 mm, энергия электронов 500 keV, ток пучка 10 kA, длительность пучка 4 ns. Электронные пучки с указанными параметрами могут быть реализованы

на базе сильноточного ускорителя СИНУС-6 (ИСЭ СО РАН) [6]. Указанным физическим параметрам соответствуют безразмерные величины: $G \approx 0.07$, $\alpha \approx 0.5$, $\Delta \approx 2.1$, $B_e = 0.6$, $L_z = 20$, $L_x = 6.7$. Предполагалось, что при влете в пространство взаимодействия частицы равномерно (с точностью до малых флуктуаций) распределены внутри электронного пучка. В рассматриваемой ситуации основная доля излучения высвечивается со встречной волной \hat{C}_z^- с катодного конца системы. Как видно из рис. 2, *a*, в поле указанного пучка превалирует азимутально-симметричная гармоника $m = 0$ практически на всех этапах формирования импульса СИ. На рис. 2, *b* показаны азимутальные профили амплитуды $|\hat{C}_z^-|$ и фазы $\psi = \arg(\hat{C}_z^-)$ поля. Начальному распределению соответствует случайная зависимость ψ от азимутальной координаты x . Вследствие наличия в двумерно-периодической структуре азимутальных волновых потоков \hat{C}_x^\pm за время формирования импульса СИ происходит синхронизация излучения различных фрагментов электронного пучка, в результате которой устанавливается распределение амплитуды и фазы поля, близкое к азимутально-симметричному.

Выводы, полученные в рамках усредненного подхода, подтверждаются результатами PIC-моделирования на основе кода *CST*. На рис. 3 представлены результаты моделирования при указанных выше параметрах замедляющей системы и электронного пучка, демонстрирующие возможность генерации импульсов СИ с регулярным фазовым фронтом при достаточно большой сверхразмерности ($D/\lambda \sim 5$) системы. На центральной частоте 36 GHz выходная мощность импульсов СИ достигает 2 GW при длительности ~ 2 ns (моделирование в рамках квазиоптического подхода дает аналогичные результаты). При этом использование двумерно-периодической замедляющей системы обеспечивает воспроизводящуюся (в том числе и при определенном сдвиге оси трубчатого релятивистского электронного пучка относительно оси волновода) азимутально-симметричную структуру выходного излучения. На рис. 3, *a* показано разложение выходного излучения по симметричным модам TM_{0n} цилиндрического волновода. Поверхностную волну формируют моды с радиальными индексами $n = 1, 2, 3$. Амплитуды несимметричных мод, например TM_{11} , пренебрежимо малы.

Показанное на рис. 3, *b* пространственное распределение продольной компоненты электрического поля E_z в момент времени, соответствующий максимальной амплитуде выходного сигнала, иллюстрирует формирование экспоненциально спадающей по радиальной координате

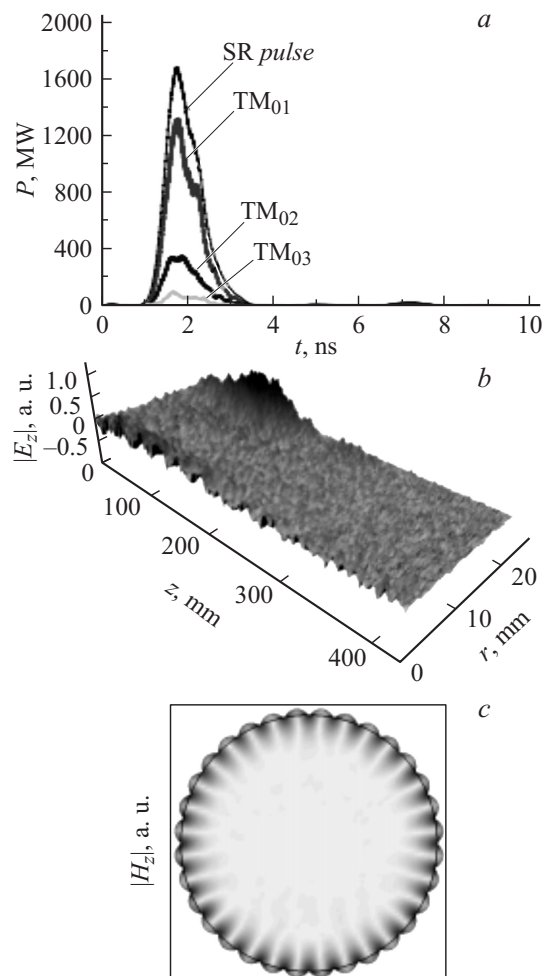


Рис. 3. PIC-моделирование генерации импульсов СИ восьмимиллиметрового диапазона с возбуждением азимутально-симметричной поверхностной волны в цилиндрическом волноводе с двумерно-периодической замедляющей системой. *a* — импульс черенковского СИ и его разложение по модам регулярного волновода, *b*, *c* — мгновенные распределения полей E_z и H_z внутри пространства взаимодействия в момент, в который достигается максимальная интенсивность импульса СИ ($r_0 = 2$ cm, $l_z = 42$ cm, $d_z = 7$ mm, $\bar{r} = 2$ mm).

поверхностной волны. В рамках метода связанных волн эта компонента пропорциональна сумме продольно распространяющихся парциальных волновых потоков. Представленная на рис. 3, с продольная компонента магнитного поля соответствует сумме парциальных волн, распространяющихся в азимутальных направлениях. В результате по этой координате формируется стоячая волна из имеющих противоположные направления вращения ТЕ-мод с азимутальными индексами, равными числу заходов спирали $\bar{M} = \pm 16$.

Таким образом, проведенный анализ демонстрирует перспективность использования режима возбуждения поверхностных волн в двумерно-гофрированных замедляющих системах для генерации импульсов СИ миллиметрового диапазона при существенной сверхразмерности замедляющих систем. Заметим, что по аналогии с СИ в одномодовых волноводах [7] оптимизация профиля двумерной гофрировки должна позволить значительно увеличить пиковую мощность при фиксированных энергетических характеристиках пучка. Представляется также интересным анализ возможности использования двумерно-периодических замедляющих структур для генерации импульсов СИ в коротковолновой части миллиметрового диапазона. Экспериментальные исследования в данном направлении планируется развивать на базе ускорителей СИНУС [6] и РАДАН [8].

Авторы признательны И.В. Зотовой и М.И. Яландину за полезные обсуждения. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 17-08-01072).

Список литературы

- [1] Rostov V.V., Elchaninov A.A., Romanchenko I.V., Yalandin M.I. // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 100. N 22. P. 224102.
- [2] Ginzburg N.S., Cross A.W., Golovanov A.A. et al. // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 115. N 11. P. 114802.
- [3] Arzhannikov A.V., Ginzburg N.S., Kalinin P.V. et al. // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 117. N 11. P. 114801.
- [4] Ginzburg N.S., Malkin A.M., Sergeev A.S., Zaslavsky V.Yu. // J. Appl. Phys. 2013. V. 113. N 10. P. 104504.
- [5] Ginzburg N.S., Malkin A.M., Sergeev A.S. et al. // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 117. N 20. P. 204801.

- [6] *Korovin S.D., Rostov V.V., Polevin S.D.* et al. // IEEE. Special Issue on pulsed power: technology and applications. 2004. V. 92. N 7. P. 1082.
- [7] *Rostov V.V., Romanchenko I.V., Pedos M.S.* et al. // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. N 9. P. 093103.
- [8] *Коровин С.Д., Месяц Г.А., Ростов В.В.* и др. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. В. 3. С. 68.