

13.4

Высокоселективные пространственно-развитые брэгговские резонаторы, реализующие трехмерную распределенную обратную связь, для мощных лазеров на свободных электронах

© Н.Ю. Песков^{1,2}, Е.Д. Егорова¹, А.С. Сергеев¹, И.М. Царьков¹¹ Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия² Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия

E-mail: peskov@ipfran.ru

Поступило в Редакцию 26 сентября 2022 г.

В окончательной редакции 26 сентября 2022 г.

Принято к публикации 13 февраля 2023 г.

Предложена новая схема брэгговских резонаторов, реализующих трехмерную распределенную обратную связь. Проведено исследование их электродинамических характеристик в рамках метода связанных волн, продемонстрированы высокие селективные свойства по трем индексам мод в условиях существенной сверхразмерности. Результаты теоретического анализа подтверждены трехмерным моделированием. Обсуждается перспектива использования данных резонаторов в проекте сверхмощного лазера на свободных электронах терагерцевого диапазона, который разрабатывается в настоящее время в ИЯФ РАН в сотрудничестве с ИПФ РАН.

Ключевые слова: лазеры на свободных электронах, мощное терагерцевое излучение, брэгговские резонаторы, трехмерная распределенная обратная связь, селекция мод.

DOI: 10.21883/PJTF.2023.08.55131.19375

В качестве электродинамических систем мощных релятивистских мазеров широкое применение получили предложенные в [1,2] брэгговские резонаторы в виде отрезков волноводов с неглубокой гофрировкой боковых стенок, реализующие одномерную распределенную обратную связь (РОС). В традиционном варианте (схема 1 на рис. 1, а) данные структуры, как и их оптические аналоги [3], осуществляют связь и взаимное рассеяние двух встречно распространяющихся волновых пучков: попутного, синхронно взаимодействующего с электронным потоком, и встречного, формирующего цикл обратной связи. Однако увеличение размеров подобных резонаторов сопряжено с потерей их селективности по поперечным индексам мод (мод, обладающих различной поперечной структурой). В то же время повышение мощности генераторов на основе интенсивных релятивистских электронных пучков и продвижение во все более коротковолновые диапазоны неизбежно приводят к увеличению их сверхразмерности.

Эффективная селекция мод в релятивистских генераторах с поперечно-развитым пространством взаимодействия может быть достигнута путем использования так называемых „двумерных“ брэгговских резонаторов, реализующих механизм двумерной РОС [4] (схема 2 на рис. 1, а). Резонаторы данного типа имеют двумерно-периодическую гофрировку, которая обеспечивает связь и взаимное рассеяние четырех парциальных волн, две из которых распространяются попутно и встречно по отношению к электронному потоку (подобно „традиционным“ резонаторам), а две другие — в поперечном направлении. Проведенные исследования

показывают, что подобные резонаторы позволяют обеспечить эффективную селекцию мод по „широкому“ поперечному индексу (т.е. по координате x , направленной вдоль пластин резонатора, рис. 1) вплоть до размеров системы $l_x/\lambda \geq 10^2$.

Развитие системы вдоль второго поперечного направления (по координате y , направленной вдоль зазора резонатора) может быть достигнуто при использовании другой разновидности — так называемых модифицированных брэгговских структур, отличительной особенностью которых является включение в цепь обратной связи квазикритических волн [5] (схема 3 на рис. 1, а). Это позволяет существенно увеличить селективность подобных резонаторов по сравнению с „традиционными“ аналогами и обеспечить устойчивое возбуждение рабочей моды при размерах пространства взаимодействия $a_0/\lambda \sim 20-40$.

Работоспособность резонаторов нового типа подтверждена экспериментально в мазерах/лазерах на свободных электронах, реализованных вплоть до W-диапазона при сверхразмерности до 5λ в случае использования модифицированных брэгговских структур [5] и до $\sim 50\lambda$ в резонаторах с двумерными структурами [4].

Комбинация методов селекции в описанных выше типах структур позволяет осуществить увеличение сверхразмерности в обоих поперечных направлениях. В настоящей работе предлагается брэгговский резонатор, реализующий механизм трехмерной РОС (рис. 1, б), который представляет собой отрезок планарного волновода с гофрировкой вида

$$a = a_{2D} \cos(\bar{h}x) \cos(\bar{h}z) + a_{1D} [\cos(\bar{h}z) + \cos(\bar{h}x)]. \quad (1)$$

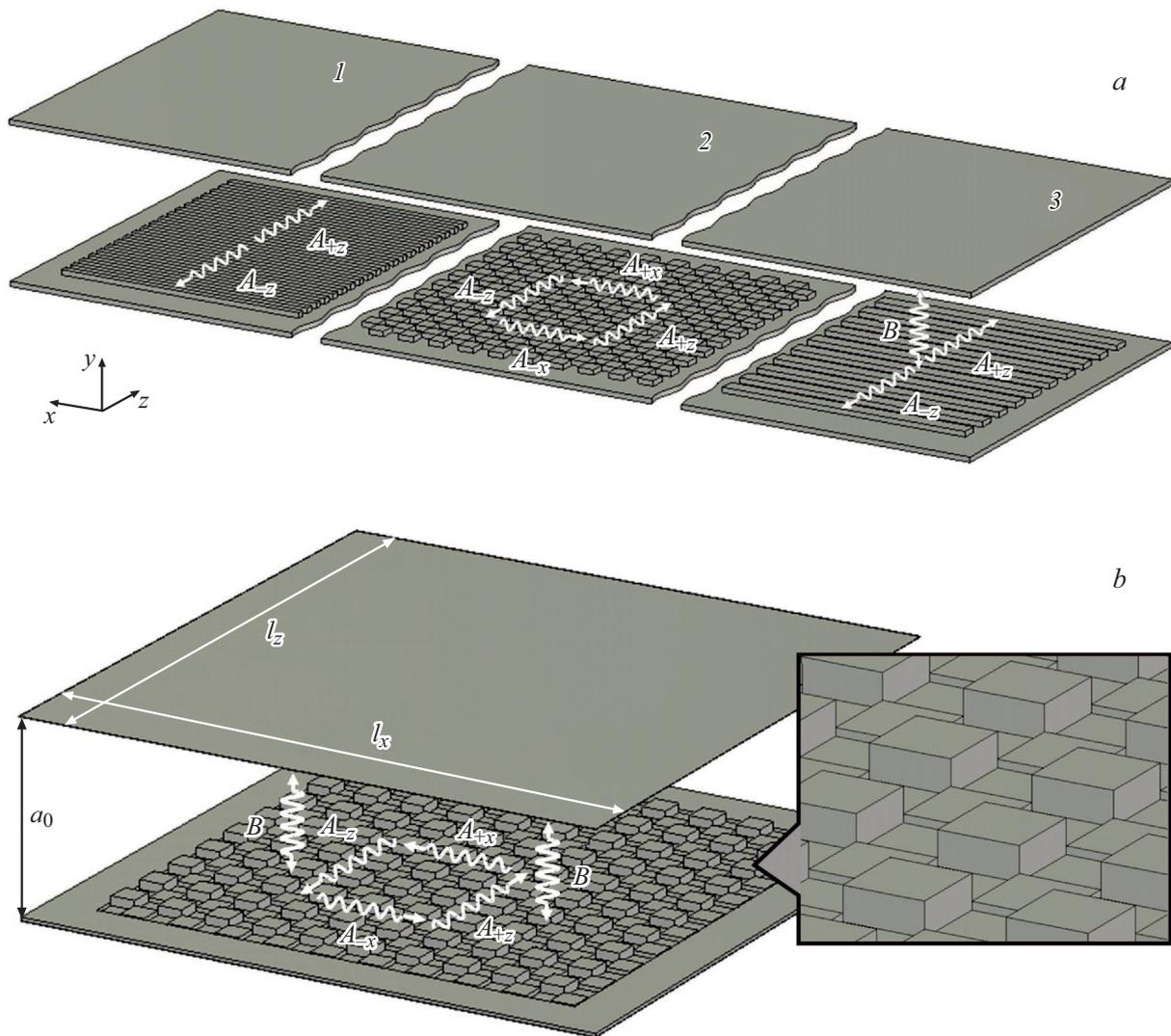


Рис. 1. *a* — известные схемы планарных брэгговских резонаторов. 1 — „традиционный“ брэгговский резонатор, реализующий одномерную РОС, 2 — брэгговский резонатор с двумерной РОС, 3 — модифицированный брэгговский резонатор с квазикритической волной обратной связи. Стрелками показаны парциальные волновые потоки, формирующие нормальную волну в каждом типе структур. *b* — брэгговский резонатор, реализующий механизм трехмерной РОС. Показаны геометрические размеры. На вставке изображена структура гофрировки пластин в резонаторе данного типа.

При выполнении условия брэгговского резонанса

$$\bar{h} \approx h \tag{2}$$

эта гофрировка обеспечивает связь и взаимное рассеяние волновых потоков, распространяющихся в трех взаимно перпендикулярных направлениях:

$$\left[(A_{+z}e^{-ihz} + A_{-z}e^{ihz} + A_{+x}e^{-ihx} + A_{-x}e^{ihx}) \mathbf{E}_A + B \mathbf{E}_B \right] e^{i\omega t}. \tag{3}$$

Так, первое слагаемое в (1) (аналогично двумерной брэгговской структуре [4]) отвечает за взаимное рассеяние волновых потоков $A_{\pm z}$ и $A_{\pm x}$, распространяющихся в направлениях $\pm z$ и $\pm x$ соответственно, а второе слагаемое (аналогично модифицированным брэгговским

структурам [5]) — за рассеяние этих волн в квазикритическую волну B , которая (согласно концепции Бриллюэна) может быть интерпретирована как стоячая волна в направлении y , запертая между пластинами, формирующими планарный волновод. Здесь $\bar{h} = 2\pi/d$, d — период гофрировки, a_{1D} и a_{2D} — амплитуды соответствующих „компонент“ (пространственных гармоник) гофрировки, $A_{\pm x; \pm z}$ и B — медленно меняющиеся амплитуды парциальных волн, $E_{A,B}$ — функции, описывающие поперечную (по оси y) структуру этих волн, которая совпадает с одной из собственных мод невозмущенного планарного волновода. Будем для простоты считать, что волны $A_{\pm x; \pm z}$ относятся к низшему ТЕМ-типу. При этом волна B принадлежит к одной из TM_p -волн планарного волновода, причем в условиях

существенной сверхразмерности (т.е. $a_0 \gg \lambda$) она имеет высокий поперечный индекс $p \gg 1$ и соответственно большое число вариаций вдоль зазора (по координате y).

Следуя процедуре метода связанных волн, изложенной в [1], процесс взаимного рассеяния волн (3) на гофрировке (1) можно описать уравнениями для их медленно меняющихся амплитуд $A_{\pm x; \pm z}(x, z)$, $B(x, z)$ (ср. с [4,5]):

$$\begin{aligned} \partial \hat{A}_{\pm z} / \partial Z \pm i \delta \hat{A}_{\pm z} \mp i \alpha_{2D} (\hat{A}_{+x} + \hat{A}_{-x}) \\ \mp i \alpha_{1D} \hat{B} = 0, \end{aligned} \quad (4a), (4b)$$

$$\begin{aligned} \partial \hat{A}_{\pm x} / \partial X \pm i \delta \hat{A}_{\pm x} \mp i \alpha_{2D} (\hat{A}_{+z} + \hat{A}_{-z}) \\ \mp i \alpha_{1D} \hat{B} = 0, \end{aligned} \quad (4c), (4d)$$

$$\begin{aligned} \partial^2 \hat{B} / 2 \partial Z^2 + \partial^2 \hat{B} / 2 \partial X^2 + (\delta + \Delta - i \sigma) \hat{B} \\ - i \alpha_{1D} (\hat{A}_{+z} + \hat{A}_{-z} + \hat{A}_{+x} + \hat{A}_{-x}) = 0, \end{aligned} \quad (4e)$$

где $(X; Z) = \bar{h}(x; z)$, $\delta = (\omega - \bar{\omega}) / \bar{\omega}$ — отстройка частоты парциальных волн от частоты брэгговского резонанса $\bar{\omega} = \bar{h}c$, $\Delta = (\bar{\omega} - \omega_c) / \bar{\omega}$ — расстройка между брэгговской частотой $\bar{\omega}$ и частотой отсечки ω_c квазикритической волны, $\sigma = s/a_0$ — параметр омических потерь, s — толщина скин-слоя, $(\hat{A}_{\pm x; \pm z}; \hat{B}) = (A_{\pm x; \pm z}; B) / \sqrt{N_{A;B}}$, $N_{A;B}$ — нормы соответствующих волн. Коэффициенты связи волн даются следующими соотношениями (ср. с [4,5]): $\alpha_{2D} = a_{2D}/4a_0$, $\alpha_{1D} = a_{1D}/\sqrt{2}a_0$.

Анализ уравнений (4) показывает, что в условиях сильной связи волн $\alpha L_{x,z} \gg 1$ рассматриваемая система обладает спектром высокодобротных мод, которые можно разбить на пять семейств. В приближении геометрической оптики (т.е. при пренебрежении в уравнении (4e) членами $\sim \partial^2 \hat{B} / \partial (X; Z)^2$, описывающими дифракционные эффекты для квазикритической волны B) соответствующие решения для собственных частот $\omega_{n,m} = \bar{\omega}(1 + \text{Re}\delta_{n,m})$ и добротностей $Q_{n,m} \approx 1/2\text{Im}\delta_{n,m}$ этих мод даются соотношениями

$$\begin{aligned} \delta_{n,m} = \pm(\sqrt{5} \pm 1)\alpha \pm \frac{\pi^2}{4\sqrt{5}\alpha} \left(\frac{n^2}{L_x^2} + \frac{m^2}{L_z^2} \right) + i \left[\frac{\sqrt{5} \pm 1}{2\sqrt{5}} \sigma \right. \\ \left. + \frac{\pi^2}{(\sqrt{5} \pm 1)\sqrt{5}\alpha^2} \left(\frac{n^2}{L_x^3} + \frac{m^2}{L_z^3} \right) \right], \end{aligned} \quad (5a), (5b)$$

$$\delta_{n,m} = -2\alpha - \frac{\pi^2}{4\alpha} \left(\frac{n^2}{L_x^2} + \frac{m^2}{L_z^2} \right) + i \left[\sigma + \frac{\pi^2}{2\alpha^2} \left(\frac{n^2}{L_x^3} + \frac{m^2}{L_z^3} \right) \right], \quad (5c)$$

$$\begin{aligned} \delta_{n,m} = \frac{\pi^2(n^2 + m^2)}{4\alpha L_x L_z} + i \left[\frac{\pi^2 \sigma}{2\alpha^2} \left(\frac{n^2 + m^2}{4L_x L_z} + \frac{m^2 n^2}{n^2 L_z^2 + m^2 L_x^2} \right) \right. \\ \left. + \frac{\pi^2(n^2 + m^2)^2}{4\alpha^2(n^2 L_z^2 + m^2 L_x^2)} \left(\frac{1}{L_x} + \frac{1}{L_z} \right) \right], \end{aligned} \quad (5d)$$

$$\delta_{n,m} = -\Delta + i\sigma, \quad (5e)$$

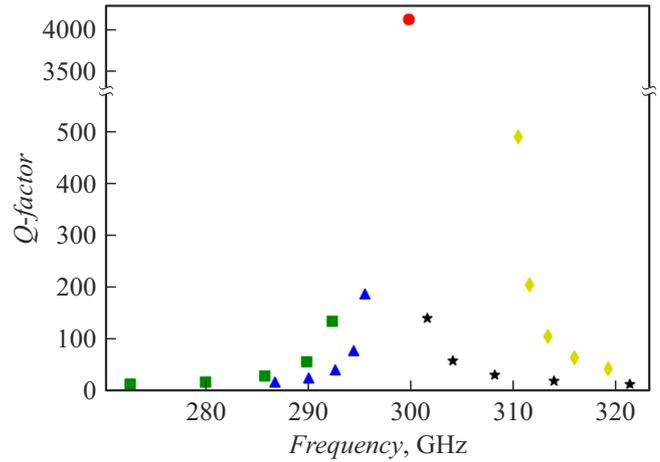


Рис. 2. Спектр мод „трехмерного“ брэгговского резонатора планарной геометрии, найденный в рамках геометрикооптического приближения. Ромбы соответствуют семейству мод 1 (решения (5a)), треугольники — семейству 2 (5b), квадраты — семейству 3 (5c), звездочки — семейству 4 (5d). Кружком показана основная мода из семейства 5 (вырожденное семейство, определяемое решениями (5e)), частота и добротность которой найдены в рамках CST-моделирования.

где $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ — поперечный (по оси x), $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ — продольный (по оси z) индекс мод. Для нахождения спектра собственных мод резонатора предполагалось, что потоки электромагнитной энергии извне отсутствуют и имеет место идеальное согласование для парциальных волн при излучении из резонатора. Для простоты при выводе (5a)–(5e) полагалось равенство коэффициентов связи волн в различных циклах обратной связи: $\alpha_{2D} \approx \alpha_{1D} \equiv \alpha$, а также считалось $\Delta \ll \alpha$.

Спектр мод резонатора, найденный в рамках геометрикооптического приближения метода связанных волн, при $\alpha L_x = \alpha L_z = 3$ приведен на рис. 2 (размеры соответствуют резонатору, исследованному далее в численном моделировании). Частоты мод расположены в окрестности $\delta \approx (\sqrt{5} + 1)\alpha$ и $\delta \approx -(\sqrt{5} - 1)\alpha$ (семейства 1 и 2, определяемые (5a) и (5b)), $\delta \approx -2\alpha$ (семейство 3, (5c)), $\delta \approx 0$ (семейство 4, (5d)) и $\delta \approx -\Delta$ (семейство 5, (5e)). Согласно проведенному анализу, к семейству мод 5 принадлежит основная, наиболее добротная мода. Однако в рамках использованного приближения моды данного семейства вырождены и по частоте $\text{Re}\delta_{n,m} \approx -\Delta$ (которая совпадает с частотой отсечки квазикритической волны B , формирующей цепь обратной связи, т.е. $\omega_{n,m} \approx \omega_c$), и по добротности, ограниченной только омическими потерями: $Q_{n,m} = Q_{ohm} \approx 1/2\sigma$. Это вырождение является следствием спрямления дисперсионных кривых в пренебрежении дифракционными эффектами в уравнении (4e).

Для верификации результатов теоретического анализа, полученных в рамках метода связанных волн, было проведено моделирование с использованием лицензионного кода CST Microwave Studio. Брэгговский резонатор,

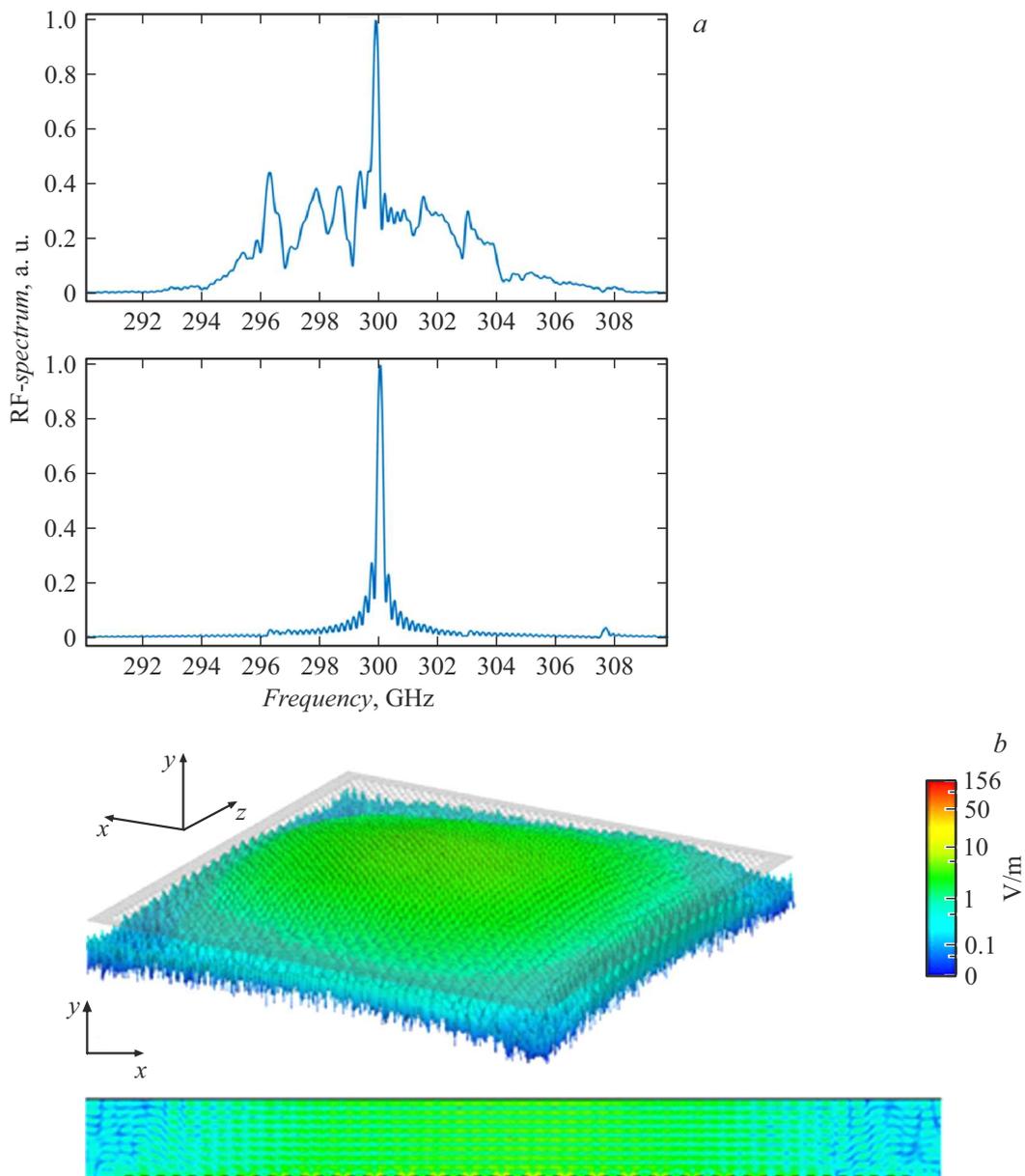


Рис. 3. Результаты CST-моделирования „трехмерного“ брэгговского резонатора в sub-THz-диапазоне частот. *a* — спектры ВЧ-поля на начальной (верхний фрагмент) и конечной (нижний фрагмент) стадиях; *b* — пространственная структура ВЧ-поля в резонаторе на финальной стадии эволюции.

реализующий механизм трехмерной РОС, был рассчитан на работу в диапазоне около 0.3 THz и имел следующие параметры: $l_x = l_z = 50 \text{ mm}$ (т.е. $\sim 50\lambda$), $a_0 = 5 \text{ mm}$ ($\sim 5\lambda$), $d = 1 \text{ mm}$, $a_{1D} = 0.05 \text{ mm}$, $a_{2D} = 0.14 \text{ mm}$ (что обеспечивает $\alpha_{2D} \approx \alpha_{1D}$). Для аппроксимации гармонических функций (1) использовались периодические функции типа „меандр“ (см. вставку на рис. 1, *b*). Структура возбуждалась коротким электромагнитным импульсом диполя, расположенного внутри нее.

Результаты моделирования пространственно-временной динамики высокочастотного (ВЧ) поля в резонаторе представлены на рис. 3, *a*, приведены спектры ВЧ-поля на начальной ($1 \leq t \leq 6 \text{ ns}$) и конечной ($10 \leq t \leq 15 \text{ ns}$)

стадиях эволюции. Моделирование показывает, что на начальном этапе возбуждается большое число собственных мод структуры, принадлежащих к различным семействам, частоты которых находятся в хорошем согласии с решениями (5a)–(5e). Далее происходит затухание волн и высвечивание из резонатора на временах, обратно пропорциональных их добротностям. В результате на финальной стадии выделяется основная наиболее добротная мода системы, расположенная в центре полосы брэгговского рассеяния на частоте точного резонанса, определяемого соотношением (2) (параметры резонатора в моделировании соответствовали $\Delta = 0$, т.е. $\tilde{\omega} \approx \omega_c$). Добротность этой моды может быть оценена по де-

кременту затухания ВЧ-поля и составляет $Q \sim 4500$. Структура ВЧ-поля в резонаторе на финальной стадии эволюции, показанная на рис. 3, *b*, подтверждает установление в резонаторе нормальной волны, сформированной расчетной связкой парциальных волновых потоков в виде четырех бегущих волн ТЕМ-типа и квазикритической волны TM_{10} .

Таким образом, проведенный теоретический анализ и компьютерное моделирование демонстрируют высокие селективные свойства предложенных пространственно-развитых брэгговских резонаторов, реализующих механизм трехмерной РОС. Данные резонаторы имеют большой потенциал использования в качестве электродинамических систем лазеров на свободных электронах и способны обеспечить устойчивую одномодовую генерацию в условиях существенной сверхразмерности в sub-THz/THz-диапазонах. Разработка лазеров на свободных электронах в указанных диапазонах с sub-GW/GW-уровнем мощности и энергосодержанием в импульсе $\sim 10\text{--}100\text{ J}$, превосходящим таковой для известных мировых аналогов, активно ведется в настоящее время на основе линейного индукционного ускорителя [6] в ИЯФ СО РАН (Новосибирск) в сотрудничестве с ИПФ РАН (Нижний Новгород).

Финансирование работы

Исследование выполнено при частичной поддержке РФФИ (грант № 19-12-00212).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Н.Ф. Ковалев, И.М. Орлова, М.И. Петелин, Изв. вузов. Радиофизика, **11** (5), 783 (1968). [N.F. Kovalev, I.M. Orlova, M.I. Petelin, Radiophys. Quantum Electron., **11** (5), 449 (1968). DOI: 10.1007/BF01034380].
- [2] В.Л. Братман, Н.С. Гинзбург, Г.Г. Денисов, Письма в ЖТФ, **7** (21), 1320 (1981). [V.L. Bratman, N.S. Ginzburg, G.G. Denisov, Sov. Tech. Phys. Lett., **7**, 565 (1981).].
- [3] A. Yariv, *Quantum electronics* (John Wiley and Sons, Inc., N.Y., 1975).
- [4] A.V. Arzhannikov, N.S. Ginzburg, P.V. Kalinin, S.A. Kuznetsov, A.M. Malkin, N.Yu. Peskov, A.S. Sergeev, S.L. Sinitsky, V.D. Stepanov, M. Thumm, V.Yu. Zaslavsky, Phys. Rev. Lett., **117** (11), 114801 (2016). DOI: 10.1103/PhysRevLett.117.114801
- [5] N.Yu. Peskov, N.S. Ginzburg, I.I. Golubev, S.M. Golubykh, A.K. Kaminsky, A.P. Kozlov, A.M. Malkin, S.N. Sedykh, A.S. Sergeev, A.I. Sidorov, V.Yu. Zaslavsky, Appl. Phys. Lett., **116** (21), 213505 (2020). DOI: 10.1063/5.0006047
- [6] D.A. Nikiforov, A.V. Petrenko, S.L. Sinitsky, P.A. Bak, D.I. Skovorodin, P.V. Logachev, K.I. Zhivankov, E.S. Sandalov, O.I. Meshkov, A.V. Ivanov, V.V. Fedorov, A.A. Starostenko, O.A. Pavlov, G.I. Kuznetsov, A.A. Krylov, D.A. Starostenko, O.A. Nikitin, A.R. Akhmetov, J. Instrum., **16**, P11024 (2021). DOI: 10.1088/1748-0221/16/11/P11024